

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК  
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ РАН

**СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ  
КАК ФАКТОР КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ**

*IX ПУЛКОВСКАЯ МЕЖДУНАРОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ  
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

4-9 июля 2005 года

**ТРУДЫ**

Санкт-Петербург  
2005

Сборник содержит доклады, представленные на IX Пулковскую международную конференцию по физике Солнца «Солнечная активность как фактор космической погоды», (4-9 июля 2005 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке Президиума РАН, Отделения Физических Наук РАН, Российского Фонда Фундаментальных Исследований и Совета «Солнце – Земля» РАН. В конференции принимали участие ученые Российской Федерации, Австрии, Бельгии, Великобритании, Венгрии, Индии, Казахстана, Германии, Дании, США, Словакии, Танзании, Украины, Финляндии, Швейцарии.

### **Оргкомитет конференции:**

#### ***Сопредседатели:***

**А.В. Степанов, А.А. Соловьев (ГАО РАН), В.А. Дергачев (ФТИ РАН)**

#### ***Члены оргкомитета:***

**Г.А. Жеребцов (академик РАН, ИСЗФ, Совет РАН «Солнце – Земля»)**

**Т.Т. Битвинскас (Литва)**

**В.М. Богод (САО РАН)**

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

**В.В. Зайцев (ИПФ РАН)**

**Д.К. Calltbaut (Бельгия)**

**В.Г. Лозицкий (Украина)**

**В.И. Макаров (ГАО РАН)**

**Ю.А. Наговицын (ГАО РАН)**

**В.Н. Обридко (ИЗМИРАН)**

**Ю.И. Стожков (ФИАН РАН)**

**Н. Jungner (Финляндия)**

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

**А.А. Соловьев (председатель), Ю.А. Наговицын (зам. председателя), Е.В. Милецкий (зам. председателя), Т.П. Борисевич (секретарь), А.В. Вакорин, А.В. Вершков, В.Г. Дордий, В.Г. Иванов, Е.А. Киричек, М.А. Кузнецова, Е.С. Никонова, В.И. Плешаков, Я.Б. Станиславич, Е.Л. Терёхина**

Компьютерная верстка оригинал-макета Е.Л. Терёхиной

**ISBN**

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2005



*РАЗДЕЛ 1*

**КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА  
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ**



## **ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОБЫТИЯ НА СОЛНЦЕ В ПРОЯВЛЕНИЯХ ТРОПОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ НА ЗЕМЛЕ**

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

<sup>1</sup>*ИЗМИРАН им. Н.В. Пушкина, г. Троицк М.о. e-mail: val@izmiran.troitsk.ru*

<sup>2</sup>*Институт Географии РАН, Москва, Старомонетный пер., 29*

## **SOLAR EXTREME EVENTS IN EARTH TROPOSPHERIC CIRCULATION**

**Val'chuk T.E.<sup>1</sup>, Kononova N.K.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave  
Propagation RAS, Moscow reg., Troitsk, e-mail: val@izmiran.troitsk.ru*

<sup>2</sup>*Institute of Geography RAS, Moscow, e-mail: yurbor@yandex.ru*

### **Abstract**

*Meteorological situation in October-November 2003 was studied from the point of view of troposphere reaction on strong solar activity phenomena. Over this time interval we have a lot of very important data for analyzing because both geomagnetic and solar activities were connected with power X-rays flares. The magnetosphere storms were of extreme values. Their influence on the atmospheric circulation has been considered using meteorological synoptic charts. The circulation types, responsible for dramatic transformations in troposphere over disturbed periods, have been revealed. The connection of monthly mean number of elementary circulation mechanisms (ECMs) over 100-year series as well as ECMs in October-November 2003 has been studied. The strong response of tropospheric dynamics as a result on extreme solar phenomena (solar X-flare occurrence in geo-effective regions on solar disk and generated strong geomagnetic storms in Earth's magnetosphere) 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 mostly intensive 12 and 13 types of ECM. Probably, individual events in troposphere, pictured on synoptic charts, may be accounting for characteristic features of energy transformations in lower atmosphere. 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 dynamical meridional types of ECM.*

### **Введение**

Формирование тропосферной циркуляции обеспечивает все разнообразие погодных проявлений. До сих пор нерешенными остаются актуальнейшие вопросы о механизмах и мере воздействия солнечной активности (СА), геомагнитной, ионосферной возмущенностей на динамику нижних слоев земной атмосферы [1,2]. Именно резкие отличия «вводных» гелиофизических параметров, вызывающих магнитосферную возмущенность [4,5] при реализации на Солнце сильных рентгеновских вспышек, могут способствовать выявлению реакции тропосферы на экстремальное воздей-

ствии [1,3,6]. В период экстремальных вспышечных проявлений солнечной активности (СА) (октябрь-ноябрь 2003 г.) проведен подробный анализ и сопоставление особенностей протекания процессов в верхней и нижней атмосфере Земли.

### **1. Типизация атмосферной циркуляции северного полушария Земли**

В типизации [7] выделен 41 элементарный циркуляционный механизм (ЭЦМ). ЭЦМ различаются между собой количеством и направлением арктических вторжений (блокирующих процессов) и выходов южных циклонов. По числу блокирующих процессов ЭЦМ объединены в 4 группы:

1 группа – зональная: при антициклоне на Северном полюсе блокирующие процессы отсутствуют, околополярное кольцо циклонов пополняется выходами южных циклонов (ЭЦМ 1 и 2 типов);

2 группа – нарушения зональности: при антициклоне на полюсе отмечается один блокирующий процесс в каком-либо секторе (ЭЦМ 3-7 типов);

3 группа – меридиональная северная: при антициклоне в полярной области отмечается от двух до четырех блокирующих процессов и столько же выходов южных циклонов. Главным на полушарии становится не зональный перенос, а межширотный обмен воздушных масс (ЭЦМ 8-12 типов);

4 группа – меридиональная южная группа циркуляции. В ней, в отличие от предыдущих групп, на полюсе формируется циклоническая циркуляция, поддерживаемая выходами южных циклонов в трех-четырех секторах полушария (ЭЦМ 13 типа). Южные циклоны устремляются в высокие широты с большой скоростью, принося с собой обильные осадки и быструю смену температуры на атмосферных фронтах. Продолжительность южной меридиональной группы может служить мерой неустойчивости циркуляции атмосферы. ЭЦМ имеют сезонную приуроченность, в результате чего их средний набор для разных месяцев различен.

Период с 1899 г. по настоящее время включает 3 циркуляционные эпохи (первая эпоха – 1899-1916 гг. – меридиональная северная; вторая – 1917-1956 гг. – зональная; третья – с 1957 по настоящее время – меридиональная южная). Эпохи получили свои названия по преимущественным типам циркуляции.

### **2. Статистика ЭЦМ экстремального периода в СА**

Последовавшие за событиями СА вариации параметров солнечного ветра (СВ) и геомагнитная активность (ГА) исследованы в связи с особенностями циркуляции атмосферы северного полушария. В них отразилось суммарное воздействие факторов, обеспечивающих динамику нижних слоев тропосферы. Обнаружены сильные отклонения циркуляционных характеристик октября и ноября 2003 г. от средних многолетних, см. Таблицу 1. Развитие наиболее возмущенных типов ЭЦМ свидетельствует о воздействии СА на тропосферную динамику.

**Таблица 1.**

Группы циркуляции, ЭЦМ	октябрь			ноябрь		
	2003	средняя	отклон.	2003	средняя	отклон.
1 – зональная	0	4	-4	0	1	-1
2 – наруш.зон.	0	9	-9	6	8	-2
3 –мерид. север.	27	15	12	13	18	-5
4 –мерид. южная	4	3	1	11	3	8
ЭЦМ 4а				2	1	1
ЭЦМ 5а				2	1	1
ЭЦМ 7аз				2	2	0
ЭЦМ 8а	2	1	1			
ЭЦМ 8бз				5	1	4
ЭЦМ 8бл	4	0	4			
ЭЦМ 9а	3	1	2			
ЭЦМ 9б	2	0	2			
ЭЦМ 12а	15	1	14			
ЭЦМ 12бз	1	1	0	2	2	0
ЭЦМ 12вз				3	1	2
ЭЦМ 13з	4	3	1	11	3	8

#### 4. Тропосферная динамика в сопоставлении с СА и ГА

При исследовании воздействия космоса на атмосферные процессы прежде всего обращались к периодам интенсивных магнитных бурь [4,5]. Тропосфера – динамичная оболочкой Земли, по сути, тепловая машина, обеспечивающая погоду, а тропосферная динамика, обеспечивающая все разнообразие погоды, есть результат преобразования энергии, поступающей от Солнца к Земле [1,6]. Мощные проявления СА в октябре-ноябре 2003 г. в сравнении с вариациями тропосферной циркуляции позволяют выявить тенденции изменений в тропосферной динамике, соответствующие экстремальному воздействию околоземного космоса. Рис. А и В иллюстрирует последующее описание.

Синоптические карты с 13 по 24 октября 2003 г. заполнены только меридиональными типами ЭЦМ: 9а,12а, 9б, 12а, 13з и 12бз. С 12 на 13 октября наблюдалось увеличение циклонов (с 4 до 9), и уменьшение более низких антициклонов (с 6 до 5). С 14.10 по 16.10 число циклонов (С) уменьшается (с 7 до 3) и давление в их центрах падает до 975 гПа; рост антициклонов (А) – с 5 до 8. Самый глубокий циклон (970 гПа) 17.10 – в районе алеутского минимума, число циклонов растет с 7 до 14 (с 17.10 по 20.10) при 9-10 имеющихся антициклонах. 20.10 на ВСП КД накладывається возмущение в СВ – это заметно по возрастанию скорости V СВ и вариациям концентрации N, а в тропосфере отмечается максимум «средних» по силе барических образований, когда максимальная разница давлений ΔP для всех имеющихся барических образований (за сутки) невелика. Ситуация изменяется, это происходит при нарастании вспышечной активности

Солнца (с 19.10). Уже 21.10 существуют 7 циклонов и 7 антициклонов. Их число постепенно растет соответственно до 13 и 10 (26.10) при окончании ЭЦМ 12а и наступлении ЭЦМ 13з.

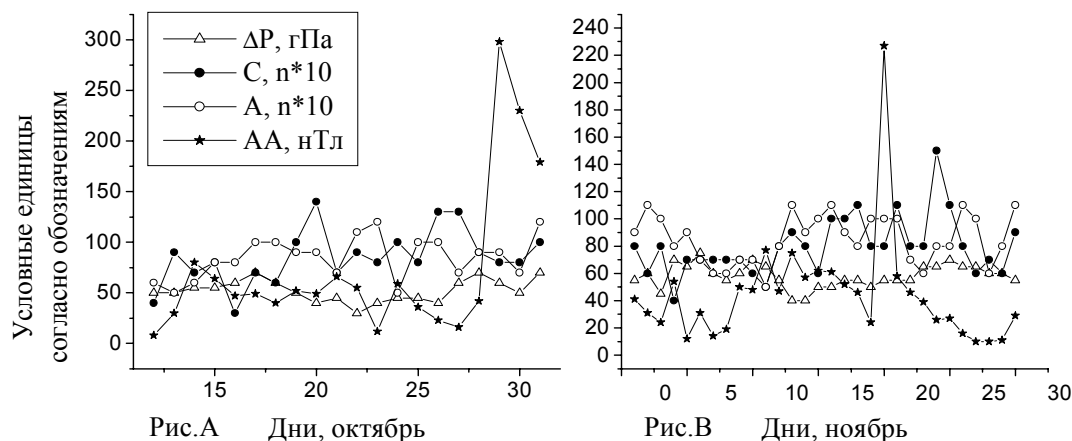


Рис. А) Октябрь 2003 г. – вспышечная СА была слабой до 18.10, но с 19.10 стала нарастать, 19.10 имелись две вспышки балла М и рентгеновская X1.1, а по 24.10 произошли еще 19 вспышек (23.10 – 2 рентгеновские (X5.4 и X1.1 от АО 486) и 17 вспышек балла М (от АО 484 и 486).

Краткая большая МБ (от вспышки M1.1 21.10, АО 484) произошла 26.10 2003 г. С 25.10 ММП меняет знак (+/-), а с 26-27.10 проявляется отрицательная полярность. ГА невелика 27.10, а 28-29.10 отмечалась малая МБ (от X-вспышек 26.10), причем 28.10 ММП было переменным (-/+/-), а 29.10 ММП стало отрицательным. Очень большая МБ 29-31.10 2003г. явилась суперпозицией мощных вспышек. Вспышка X17.2 произошла 28.10, вспышечный поток достиг Земли через 23 часа и имел скорость 1800 км/с. Индекс Dst достигал -125нТл (Kp = 9,9) 29.10; 308 и 347нТл 30.10 в 1 и 23 UT. Скорости вспышечных потоков равнялись 1800, 1100 и 1600 км/с соответственно, а Kp=9. Полярность ММП была неустойчивой (-/+/-), а затем (до 8.11) ММП было отрицательным. Геомагнитная возмущенность сохраняется 1–2 ноября 2003 г.

В синоптике ситуация изменяется 26.10 с короткой сильной МБ. 27.10 еще сохраняется 13 циклонов, но на севере Атлантики появился углубляющийся циклон (960 гПа 28.10), а в Сибири – сильный антициклон. Начинается мощнейшая МБ при ЭЦМ 13з 29.10 – резкая динамика тропосферы выражается в углублении циклона, который стремительно исчезает 30.10, но проявляется мощный антициклон с давлением в центре 1040 гПа. Предельно понизилось давление в тайфуне Парма и достигло 955 гПа. За период с 26.10 по 30.10 число циклонов и антициклонов изменялось соответственно от 13 до 8 и от 10 до 7, во время очень большой МБ число ба-

рических образований наименьшее,  $\Delta P$  достигает наибольших значений. Окончание гигантской МБ 31.10 характерно исчезновением тайфуна Парма, ростом числа циклонов (до 10), с учетом двух новых – по одному в западном и восточном полушариях. Число антициклонов наибольшее и равно 12 (30.10 было 7).

Рис. В) Ноябрь 2003 г. – полярность ММП изменяется (–/+), далее ММП (+) вплоть до 20.11. Вспышечная активность 2, 3, 4, 5 декабря имела место, но, за исключением случая 4.11, она не сказалась в ГА, т.к. АО 486 располагались вблизи W лимба Солнца. Малая МБ 6.11 (из-за выброса волокна) длилась 15 часов. Интервал 1-8.11 2003 г. – период умеренной синоптической стагнации. При ЭЦМ 13з с 9.11 ГА возрастает. Это следствие выбросов волокон и прихода ВСП от КД. С 10 по 17.11 порог магнитной бури был превышен при ММП (+). Выразительно изменяется ход АЕ индекса – с 9.11 по 18.11 уровень возмущенности высок, отмечены 5 умеренных и одна малая МБ. Вспышечные события на Солнце имели место 11.11 и 13.11. Этот период был прелюдией 2-й очень сильной МБ.

20.11 2003 г. ММП меняется с (+/–), отмечается углубление циклонов при ЭЦМ 12вз. Очень большая МБ (от М-вспышек 18.11) имела место 20-21.11, при этом  $Dst = -429$  нТл, вспышечные потоки достигали околоземного космоса за 58 часов ( $V = 700$  км/с) и за 40 часов ( $V = 1040$  км/с); с 21.11 ММП становится отрицательным, индекс  $Kp = 9_-$ . МБ 22-23.11 была следствием вспышки 20.11, возмущения отмечались 25 и 30.11. С 9 ноября в районе полюса – самый глубокий циклон, а на северо-западе Русской равнины – самый высокий антициклон. Переход 11.11 к типу ЭЦМ 5а происходит при наименьшем количестве барических образований (5 и 5), но уже 12.11 их становится больше (8 и 8), к 13.11 при ЭЦМ 8бз – (9 и 11), максимум определен 16.11 – (10 и 11) при переходе к ЭЦМ 12а. При этом увеличение общего числа барических образований происходит за счет глубоких циклонов и мощных антициклонов. 19.11 – день с умеренными геомагнитными возмущениями. Происходит переход к ЭЦМ 12вз, одному из самых динамичных типов, сопровождавших экстремальную бурю ноября 2003г. Во время этой бури число барических образований уменьшается (8 и 10), но минимум их общего количества достигается 22-23.11 при ЭЦМ 13з.

### **Заключение**

1. Типы циркуляции в периоды резких усиления ГА при экстремальных событиях на Солнце отражают неустойчивость атмосферы. Экстремальные события рентгеновских вспышек и воздействие на Землю всех следующих за рентгеновскими потоками проявлений СА вызывают возмущения тропосферы, проявляющиеся в наиболее турбулентных типах ЭЦМ (с большим количеством арктических вторжений и выходов южных циклонов).

2. Количество циклонов и антициклонов на Северном полушарии соотносится с ростом геомагнитной возмущенности. Число барических образований уменьшается при наличии значительного усиления магнитосферной возмущенности, при этом циклоны становятся более глубокими, а антициклоны - мощными.

3. Количество циклонов возрастает через 4 дня по завершению больших магнитных бурь. Растет количество метеорологических экстремумов и вызванных ими опасных природных процессов в разных частях северного полушария.

Работа поддержана РФФИ, гранты 04-02-16374а и 05-05-64354.

### Литература

1. **Витинский Ю.И., Оль А.И., Сазонов Б.И.** Солнце и атмосфера Земли. Под ред. Мустеля Э.Р. Гидрометеоздат. Ленинград. С.351. 1976.
2. ***Solar-Terrestrial Influences on Weather and Climate.*** Ed. by McCormac B.M., Seliga T.A. D.Reidel Publishing Company. Dordrecht. 421 P. 1978.
3. **Распопов О.М., Шумилов О.И., Касаткина Е.А. и др.** Нелинейный характер взаимодействия солнечной активности на климатические процессы. *Геомагнетизм и Аэронаука*. Т.41. №3. С.420-425. 2001.
4. **Иванов К.Г.** Геомагнитные экстрабури 23 цикла от солнечных источников на активных долготах. *Геомагнетизм и Аэронаука*. Т.43. №4. С.435-441. 2003.
5. **Евлашин Л.С., Мальцев Ю.П.** Связь между корональными выбросами массы, солнечными вспышками, некоторыми параметрами магнитосферы и полярными сияниями разных типов во время гигантских магнитных бурь. *Геомагнетизм и Аэронаука*. Т.43. №3. С.291-297. 2003.
6. **Эйгенсон М.С., Гневышев М.Н., Оль А.И., Рубашев Б.М.** Солнечная активность и ее земные проявления // М.-Л. ОГИЗ. 323 С. 1948.
7. **Дзердзеевский Б.Л.** Общая циркуляция атмосферы и климат. *Избранные труды*. Москва. Наука. 286 С. 1975.



**ВЛИЯНИЕ ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЙ  
ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ  
НА ИНТЕНСИВНОСТЬ ЦИКЛОНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ  
В УМЕРЕННЫХ И ВЫСОКИХ ШИРОТАХ**

**Веретененко С.В.<sup>1</sup>, Артамонова И.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург*

<sup>2</sup>*НИИ Физики им. В.А. Фока, СПбГУ, С.-Петербург*

**INFLUENCE OF FORBUSH-DECREASES OF GALACTIC COSMIC  
RAYS ON THE INTENSITY OF CYCLONIC PROCESSES  
AT MIDDLE AND HIGH LATITUDES**

**Veretenenko S.V.<sup>1</sup>, Artamonova I.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Ioffe Physico-Technical institute, St.-Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Fock Institute of Physics, St.-Petersburg University, St.-Petersburg, Russia*

**Abstract**

*Influence of Forbush-decreases (FD) of galactic cosmic rays (GCR) on the pressure variations in the troposphere were studied, using NCEP/NCAR reanalysis data. The pressure was found to increase near the south coast of Greenland on the day of the FD onset. Then an area of the pressure increase starts extending to the north-east and in 2-3 days after the FD onset it spreads all over the arctic front region from Greenland to the Arctic Ocean coasts. It was shown that, as a rule, the detected effects are due to the formation of blocking anticyclones over the North Europe. As the blocking anticyclones create an obstacle for the western transfer at middle latitudes, their formation was found to be accompanied by the cyclone slowing and filling, as well as to the displacement of their tracks to the south on the days following the FD onsets. An enhancement of anticyclonic processes and a weakening of cyclonic ones in the arctic front region associated with FD events under study seem to be related to the changes in the thermo-baric field of the lower atmosphere that may be due to the radiation forcing of cloudiness changes.*

**Введение**

В настоящее время предполагается, что вариации галактических космических лучей (ГКЛ) играют важную роль в физическом механизме влияния солнечной активности на тропосферную циркуляцию, погоду и климат. Уменьшение циклонической завихренности в умеренных широтах обнаружено в связи с короткопериодными изменениями (форбуш-понижениями) потока ГКЛ [1]. Также показано, что форбуш-понижения ГКЛ сопровождаются увеличением давления с максимумом на +3/+4-й день после начала события по данным аэрологических зондирований в Соданкюле (Финляндия,  $\varphi \approx 67^\circ\text{N}$ ) [2], что согласуется с изменениями зонального давления в области широт  $50-75^\circ\text{N}$  [3]. Цель данной работы – исследовать, ка-

кими процессами обусловлены изменения давления в области умеренных и высоких широт, наблюдаемые во время форбуш-понижений ГКЛ.

### Анализ экспериментальных данных

Для исследования эффектов форбуш-понижений ГКЛ в вариациях давления нижней атмосферы использовались среднесуточные значения геопотенциальных (гп.) высот основных изобарических уровней 1000, 850, 700, 500, 300 и 200 гПа по данным 'реанализа' NCEP/NCAR [4]. Исследование проводилось методом наложения эпох (МНЭ) для тех же событий, что и в работе [2], отобранных для холодного полугодия за период 1980-1988 гг. Одним из критериев отбора было также отсутствие значительного возмущающего влияния всплесков солнечных космических лучей [2]. Для анализа МНЭ рассчитывались отклонения высот изобарических поверхностей от невозмущенного уровня, полученного осреднением по 5 дням, предшествующим началу события.

На рис.1. приведены средние изменения высоты изобарической поверхности 1000 гПа в ходе исследуемых форбуш-понижений ГКЛ. Нулевой день соответствует дню начала события. Пунктирные линии показывают области, где значимость отклонений превышает 0.95 и 0.99 согласно критерию Стьюдента. Приведенные данные показывают, что сразу после начала форбуш-понижения (0/+1день) наблюдается увеличение давления у южного побережья Гренландии. Затем область положительных

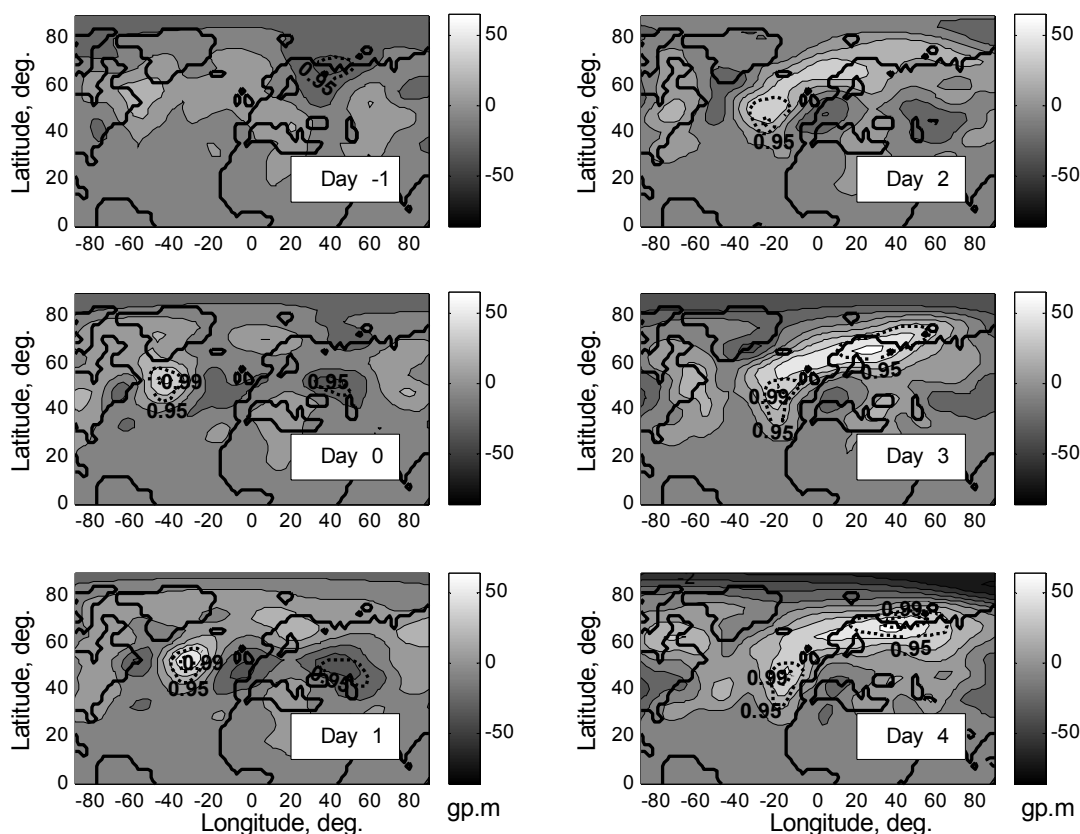


Рис.1.

отклонений давления распространяется к северо-востоку и через 2-3 дня после начала события охватывает умеренные и субполярные широты Северной Атлантики от восточного побережья Гренландии до Скандинавии, а также побережье Северного Ледовитого океана. Отклонения от невозмущенного уровня в районе арктического побережья достигают 60–70 гп.м (значимость 0.99). Статистически значимое увеличение давления наблюдается также над Атлантическим океаном у западных берегов Европы.

Обнаружено, что аналогичное увеличение высот изобарических поверхностей в связи с исследуемыми форбуш-понижениями охватывает всю тропосферу, однако статистическая значимость эффекта максимальна у поверхности Земли и убывает с высотой. Наибольшие изменения давления на всех уровнях тропосферы наблюдаются на +3/+4-й день после начала события. Таким образом, можно отметить, что реакция атмосферы на уменьшение потока ГКЛ более медленная, чем на всплески энергичных СКЛ, когда максимальный эффект наблюдается уже на следующий день после начала всплеска [5]. Кроме того, эффекты СКЛ наиболее значимы в средней и верхней тропосфере (на уровнях 500-300 гПа).

На рис.2 изменения высоты поверхности 1000 гПа, наблюдаемые на +4-й день после начала форбуш-понижения сопоставлены со средним многолетним положением основных атмосферных фронтов – арктического фронта, разделяющего арктический воздух и воздух умеренных широт, и полярного фронта, разделяющего воздух умеренных широт и тропический. Основные фронты представляют особый интерес, так как именно с ними связаны образование и наибольшие изменения в эволюции внетропических циклонов и антициклонов [6].

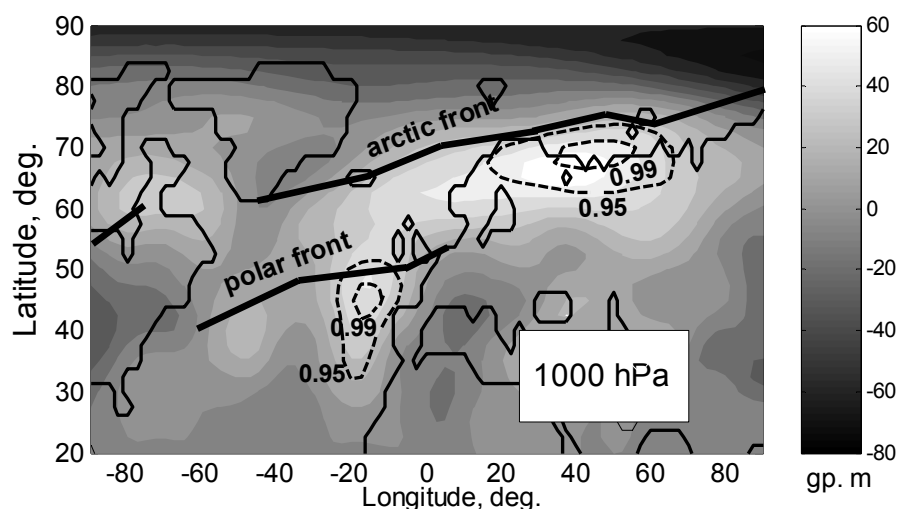


Рис.2.

Действительно, данные на рис.2 показывают, что наиболее значимые положительные отклонения давления в ходе форбуш-понижений ГКЛ наблюдаются в районах наиболее вероятного формирования основных атмо-

сферных фронтов, т.е. в районах наиболее интенсивного циклогенеза. Это позволяет предположить, что наблюдаемые изменения давления в тропосфере обусловлены изменениями в эволюции фронтальных циклонов и антициклонов в связи с исследуемыми событиями.

Для изучения причин наблюдаемого повышения давления в районе климатического арктического фронта, проходящего над Северной Атлантикой и побережьем Северного Ледовитого океана, был проведен синоптический анализ приземных карт погоды. Обнаружено, что в 85% случаев рост давления в указанном регионе обусловлен формированием или усилением области высокого давления (ОВД), которая, как правило, формируется за холодным фронтом циклонов (или циклонической серии), прошедших с Атлантики за Урал вдоль арктического побережья. Часто наблюдается остановка и заполнение циклонов у берегов Гренландии (46% случаев) и над побережьем Северного Ледовитого океана (38%), что также способствует росту давления над исследуемым регионом. Также обнаружено смещение к югу траекторий движения циклонов (30%).

Пример синоптической обстановки, соответствующей росту давления на +3/+4-й дни после начала форбуш-понижения ГКЛ (событие 13 января 1988), приведен на рис.3. На левой карте (16.01.1988, +3-й день) виден холодный фронт циклона, вытянутый вдоль арктического побережья и за ним ОВД (1025 гПа) с центром над севером Скандинавии. У берега Гренландии наблюдается регенерировавший циклон с давлением в центре 960 гПа. На следующий день (17.01.1988, +4-й день) холодный фронт смещается к югу, ОВД усиливается до 1030 мб и охватывает всю Скандинавию и север Европейской части России. Циклон у берега Гренландии практически стоит на месте и быстро заполняется до 980 мб.

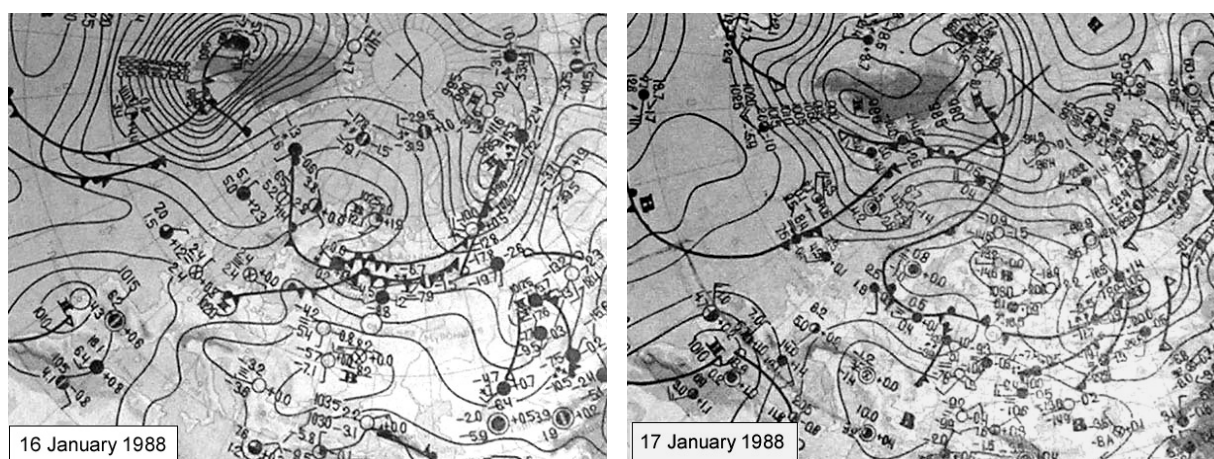


Рис.3.

Таким образом, данные синоптического анализа показывают, что в связи с исследуемыми форбуш-понижениями ГКЛ в районе арктического фронта наблюдается интенсивное преобразование т.н. подвижных холод-

ных антициклонов (сформированных в тылу холодного фронта циклона) в малоподвижные обширные антициклоны, блокирующие западный перенос (т.н. блокирующие антициклоны). Этот процесс приводит к замедлению движения (или остановке) и ослаблению циклонов,двигающихся в зональном потоке в восточном направлении, что еще больше способствует росту давления над Северной Европой.

Известно, что важную роль в эволюции барических систем играют адвективные (обусловленные горизонтальным переносом воздушных масс) изменения температуры. При адвекции холода возникает или усиливается циклонический вихрь, при адвекции тепла – антициклонический [6]. Роль адвективного фактора возрастает в области атмосферных фронтов, где горизонтальные градиенты температуры существенно больше, чем в однородных воздушных массах.

Расчеты показывают (рис.4), что после начала форбуш-понижения в районе восточного побережья Гренландии начинает усиливаться область положительной адвекции температуры (адвекции тепла). Эта область вытягивается затем вдоль всей зоны арктического фронта. Наибольшие значения адвекции тепла (+0.2 град/час) наблюдаются на +2-й день после начала события, т.е. предшествуют максимальным значениям давления, наблюдаемым на +3/+4-й день. Полученные данные позволяют предположить, что в связи с исследуемыми вариациями ГКЛ в районе арктического фронта складываются благоприятные условия для усиления адвекции тепла, которая способствует развитию антициклонического вихря.

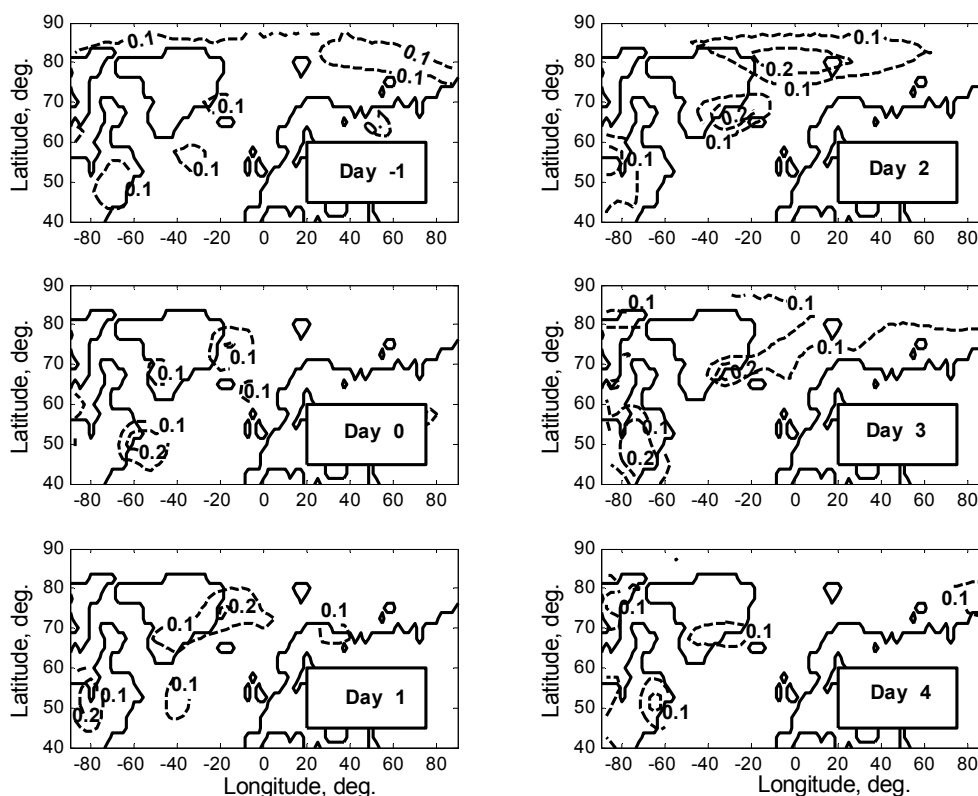


Рис.4.

## Обсуждение результатов

Проведенное исследование показало, что в ходе исследуемых форбуш-понижений ГКЛ наблюдается увеличение давления в умеренных и высоких широтах, наиболее четко выраженные в области климатического арктического фронта, проходящего вдоль восточного побережья Гренландии и далее вдоль побережья Северного Ледовитого океана, а также в области полярного фронта в восточной части Северной Атлантики. Полученные результаты согласуются с данными [1-3], свидетельствующими об уменьшении циклонической завихренности и повышении зонального давления в умеренных широтах в связи с указанными вариациями ГКЛ.

Согласно данным синоптического анализа, наблюдаемое увеличение давления вдоль арктического фронта обусловлено преобразованием подвижных антициклонов, формирующихся за холодными фронтами циклонов или в конце циклонической серии, в малоподвижные блокирующие антициклоны, которые препятствуют западному (с запада на восток, т.е. на евразийский континент) переносу циклонов с Атлантики. Формированию блокирующих антициклонов способствует, по-видимому, адвекция тепла во фронтальной зоне, усиливающаяся после начала форбуш-понижения ГКЛ.

Формирование блокирующих антициклонов тесно связано с особенностями температурного поля подстилающей поверхности. Известно, что указанные антициклоны имеют тенденцию к возникновению над относительно теплой подстилающей поверхностью (например, теплыми океаническими течениями), при этом поле температуры должно быть малоградиентным [6]. Это позволяет предположить, что причиной более интенсивного формирования указанных антициклонов во время форбуш-понижений ГКЛ являются изменения радиационно-теплового баланса нижней атмосферы, которые могут быть обусловлены эффектами ГКЛ в вариациях состояния облачности в районе арктического фронта. Возможный физический механизм наблюдаемых эффектов может включать уменьшение температурных градиентов во фронтальной области в связи с более интенсивным выхолаживанием поверхности океана при уменьшении облачного покрова.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН №30 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

## Литература

1. *Tinsley B.A., Deen G.W. J.Geophys.Res.*, 1991, **96**(12), 22283.
2. *Pudovkin M.I. et al., Adv.Space Res.* 1997, **20**(6), 1169.
3. *Pudovkin M.I., Babushkina S.V., J.Atm.-Terr.Phys.*, 1992, 54(7/8), 841.
4. *Kalnay E. et al. Bull.Amer.Meteorol.Soc.* 1996, **77**, 437.
5. *Веретененко С.В., Тайл П.* Настоящий сборник.
6. *Воробьев В.И.* Синоптическая метеорология. Л.: Гидрометеиздат. 1991.

**ВЛИЯНИЕ АРКТИЧЕСКОГО ФРОНТА НА ФОРМИРОВАНИЕ  
ДОЛГОПЕРИОДНЫХ ЭФФЕКТОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ  
В ВАРИАЦИЯХ ПРИЗЕМНОГО ДАВЛЕНИЯ  
В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ**

**Веретененко С.В., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.**

*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург*

**INFLUENCE OF THE ARCTIC FRONT ON THE FORMATION  
OF LONG-TERM EFFECTS OF SOLAR ACTIVITY  
ON THE SURFACE PRESSURE IN THE NORTH ATLANTIC**

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

*Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg*

**Abstract**

*Long-term changes of the surface pressure at middle and subpolar latitudes of the North Atlantic were studied for the period 1874-1995, the MSLP archive (Mean Sea Level Pressure archive, Climatic Research Unit, UK) being used. A periodicity of ~ 80 yrs close to the Gleissberg cycle was found in the pressure variations in the cold half of the year, which is the period of the most intensive extratropical cyclogenesis. It was shown that the pressure variations are closely related to the oscillations of the Arctic front location near the south-eastern coast of Greenland which also reveal the 80-yr periodicity. It was found that the pressure at middle latitudes increases when the Arctic front is displaced to the south and decreases when the Arctic front is displaced to the north. This seems to be due to more intensive formation and deepening of cyclones when the front approaches the Greenland coasts. It was suggested that the long-term oscillations of the Arctic front location which influence the cyclogenesis intensity may result in the amplitude modulation of the 11-yr harmonic in the pressure variations causing an appearance of the 9-yr and 12-yr lines. The results obtained suggest a significant part of the Arctic front in the formation of the long-term effects of solar activity on the intensity of cyclonic processes in the North Atlantic.*

**Введение**

Известно, что циклоническая деятельность (образование циклонов и антициклонов) является важным фактором формирования погоды и климата в умеренных широтах. В связи с этим влияние солнечной активности на интенсивность формирования и углубления внетропических циклонов может иметь большое прогностическое значение. Важную роль в процессах циклогенеза играют основные атмосферные фронты – узкие переходные области между воздушными массами с существенно различающимися тепловыми свойствами, т.е. воздушными массами различных географических типов [1]. Подавляющее число внетропических циклонов возникает на основных атмосферных фронтах: арктическом, разделяющем арктический воздух и воздух умеренных широт, и полярном, разделяющем воздух умеренных широт и тропический. Это связано с высокими контрастами темпе-

ратур в области фронта, которые способствуют адвекции холода, имеющей большое значение для развития циклона [1].

Действительно, данные, приведенные в [2,3], показывают, что именно в районах основных атмосферных фронтов наблюдаются наиболее значимые изменения в эволюции циклонов и антициклонов в связи с короткопериодными вариациями космических лучей. В настоящей работе показано, что основные атмосферные фронты оказывают также заметное влияние на формирование долгопериодных эффектов солнечной активности в интенсивности циклонических процессов. Для анализа изменений циклогенеза и определения положения арктического фронта использовались данные архива MSLP [4] по приземному давлению.

### Анализ экспериментальных данных

На рис.1а приведены 20-летние скользящие средние давления в области умеренных и субполярных широт Северной Атлантики ( $45-65^{\circ}\text{N}$ ,  $10-60^{\circ}\text{W}$ ) в холодную половину года (октябрь-март), когда циклонические процессы в умеренных широтах наиболее интенсивны. Видно, что колебания давления в холодное полугодие обнаруживают периодичность  $\sim 80$  лет, что может указывать на связь с солнечной активностью. Для теплого полугодия, когда циклогенез менее интенсивен, аналогичных колебаний давления не наблюдается. Спектральный анализ подтверждает наличие вековых колебаний приземного давления в Северной Атлантике (рис.1в).

Сопоставление колебаний давления (рис.1а) с вековыми колебаниями солнечной активности (рис.1б) показывает, что период понижения давления (усиление циклогенеза) в умеренных широтах совпал с минимумом интенсивности 11-летних циклов (минимумом цикла Глайссберга) в конце

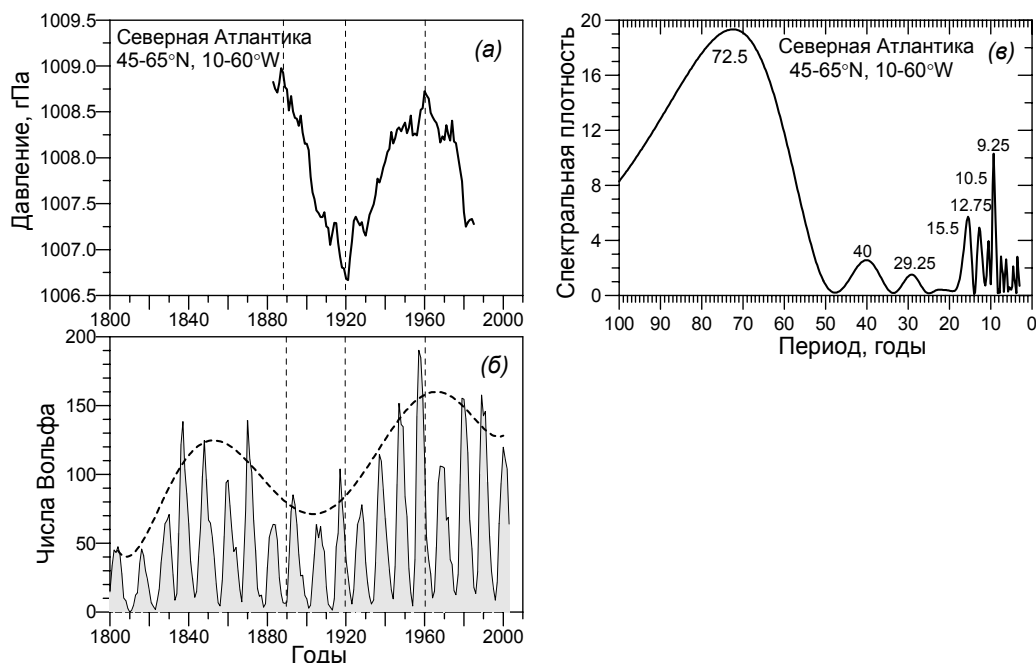


Рис.1.



XIX-го – начале XX-го веков. В XX-м столетии на фазе роста солнечной активности наблюдалось повышение давления, т.е. интенсивность циклогенеза в Северной Атлантике ослабевала. Начиная с 60-х гг. XX-го века, давление в умеренных широтах Северной Атлантики снова понижается, что совпадает с периодом уменьшения интенсивности 11-летних солнечных циклов. Таким образом, приведенные данные показывают, что имеется тенденция к усилению внетропического циклогенеза (понижению давления) в Северной Атлантике на фазе спада и ослаблению циклогенеза (повышению давления) на фазе роста векового цикла солнечной активности.

Поскольку циклогенез в умеренных широтах тесно связан с основными атмосферными фронтами, представляет интерес исследование их характеристик. На рис.2 представлены временной ход (11-летние скользящие средние) и спектральные плотности широты арктического фронта в западной части Северной Атлантики в холодную часть года. Видно, что положение арктического фронта испытывает вековые колебания с периодом ~80 лет, наиболее четко выраженные в районе южной и юго-восточной части Гренландии (долгота  $\lambda=40-50^\circ\text{W}$ ), где в холодный период преобладает возникновение циклонов [1]. В восточной части Северной Атлантики ( $\lambda=10-30^\circ\text{W}$ ), где чаще происходит заполнение (разрушение) циклонов [1], преобладают колебания фронта с периодами ~44 и 22 лет, а амплитуда 80-летней гармоник заметно уменьшается.

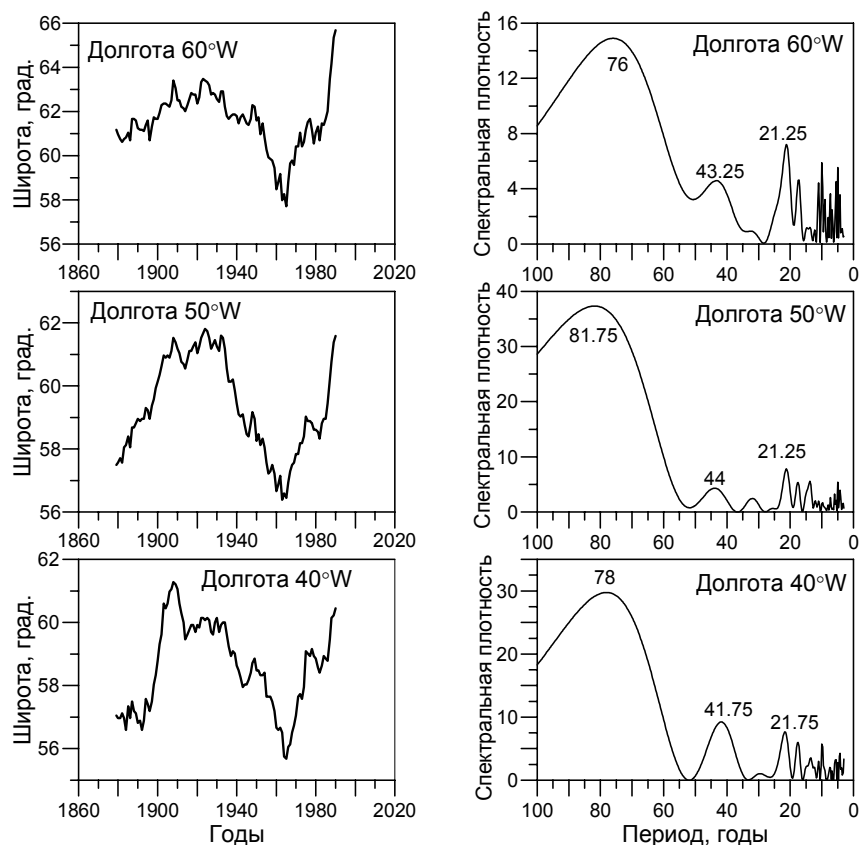


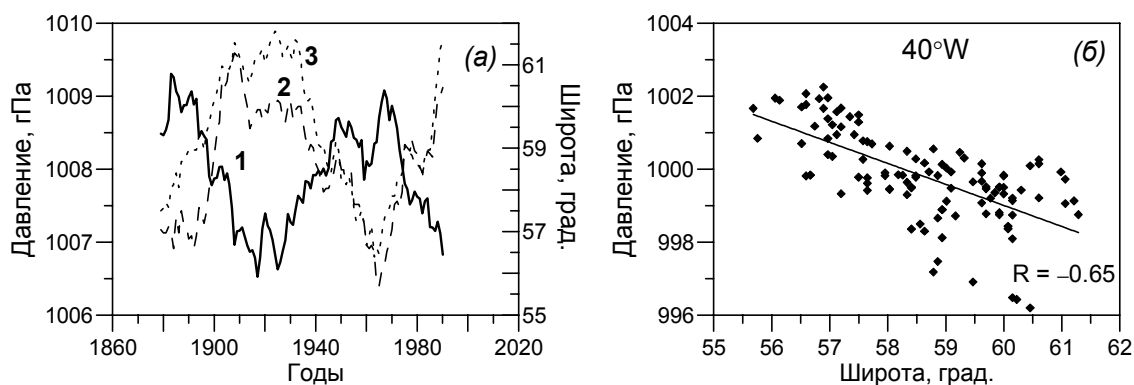
Рис.2.

Рассмотрим, как влияет положение фронта на интенсивность циклогенеза. В таблице 1 приведены коэффициенты корреляции между 11-летними скользящими средними давления в умеренных широтах Северной Атлантики в холодный период и сглаженными аналогичным образом значениями широты арктического фронта на разных долготах.

**Таблица 1.**

	Долгота					
	60°W	50°W	40°W	30°W	20°W	10°W
Коэффициент корреляции	-0.65	-0.75	-0.81	-0.5	-0.28	-0.28

Видно, что между исследуемыми величинами имеется четко выраженная отрицательная корреляция, т.е. чем южнее смещается фронт по широте, тем выше давление над Северной Атлантикой (циклонические процессы слабее). Наибольшее влияние на интенсивность циклогенеза в Северной Атлантике оказывает положение арктического фронта в районе южной и юго-восточной Гренландии (долготы 40–50°W), т.е. в области преобладающего циклогенеза. Долгопериодные колебания (11-летние скользящие средние) давления над Северной Атлантикой (кривая 1) и широты арктического фронта на долготах 40 и 50°W (кривые 2 и 3) сопоставлены на рис.3а.



**Рис.3.**

На рис.3б приводится также зависимость давления на самом арктическом фронте от его широты в районе юго-восточного побережья Гренландии. Приведенные данные показывают, что чем севернее фронт (т.е. ближе к берегу Гренландии), тем более интенсивно идет на нем углубление циклонов, и наоборот, удаление фронта от побережья приводит к ослаблению циклогенеза. Это может быть обусловлено тем, что чем дальше от побережья смещается граница холодной воздушной массы, сформированной над Гренландией, тем больше она прогревается над более теплой океанической поверхностью и тем меньше градиент температуры во фронтальной зоне. Так как процесс углубления циклонов тесно связан с наличием температурных контрастов в области фронта и адвекцией холода [1], уменьшение градиента температуры приводит к тому, что адвекция холода ослабевает и циклон углубляется меньше.

Поскольку положение арктического фронта оказывает значительное влияние на интенсивность циклогенеза, можно предположить, что оно может влиять и на амплитуду 11-летних эффектов солнечной активности в вариациях циклонической деятельности. Ранее было показано [5], что в спектре колебаний приземного давления 11-летняя гармоника выражена довольно слабо, зато наблюдаются довольно сильные линии  $\sim 9$  и  $\sim 12$  лет (см. также рис.1в). Поскольку эти линии отстают по частоте от 11-летней гармоники примерно одинаково, можно предположить, что их появление обусловлено амплитудной модуляцией данной гармоники. Оценка периода модулирующего воздействия по частотному сдвигу этих линий дает величину  $\sim 70-80$  лет, что хорошо согласуется с теми периодами, которые наблюдаются для колебаний положения арктического фронта в западной части Северной Атлантики (области наиболее интенсивного циклогенеза).

Для подтверждения предположения о модулирующем воздействии положения арктического фронта, было проведено численное моделирование этого явления с последующим спектральным анализом полученных результатов для двух случаев. В первом, в качестве исходного временного ряда был взят гармонический сигнал с периодом 10.5 лет, амплитуда которого была промодулирована гармоникой с периодом 72 года. Во втором, к данным предыдущего временного ряда были добавлены сами эти же гармоники с периодами 10.5 и 72 года. Результаты численных расчетов приведены на рис.4. Видно, что модулирующее воздействие гармоники с периодом 72 года действительно приводит к появлению гармоник  $\sim 9$  и  $\sim 12$  лет (рис.4б), при этом добавление к первоначальному промодулированному тестовому сигналу самих этих гармоник с периодами 10.5 и 72 года дает спектр (рис.4г), который достаточно хорошо совпадает с наблюдаемым спектром давления в Северной Атлантике (рис.1в).

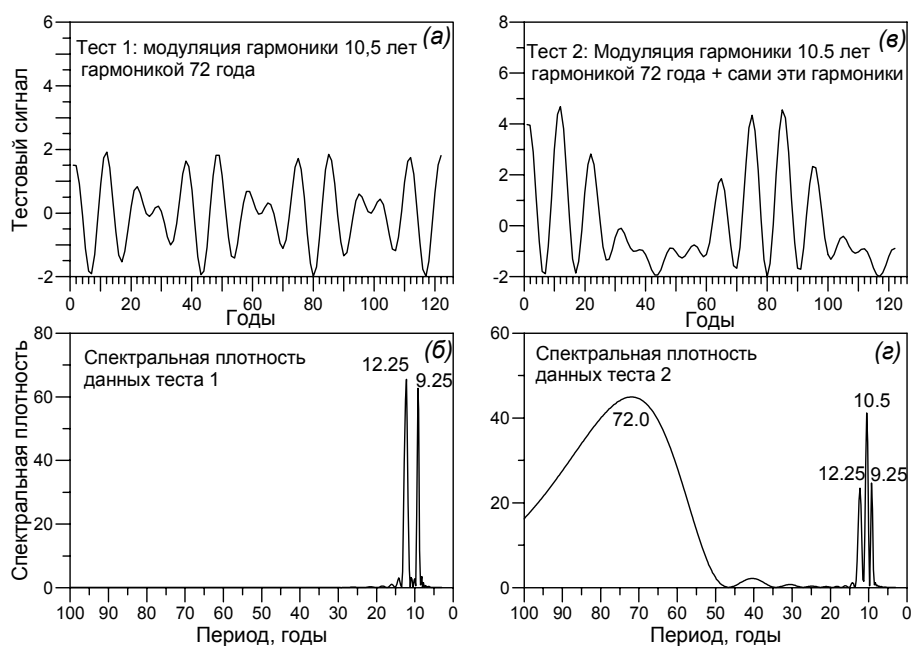


Рис.4.

Таким образом, проведенное исследование позволяет сделать вывод, что изменения давления (циклогенеза) в Северной Атлантике испытывают колебания с основными периодами солнечной активности ~80 и ~11 лет. При этом важную роль играют ~80-летние колебания положения арктического фронта в районе южной Гренландии, обуславливающие, во-первых, вековые изменения циклогенеза и, во-вторых, являющиеся возможной причиной амплитудной модуляции 11-летней гармонике в спектре давления и появления сателлитных линий ~9 и ~12 лет.

### Выводы

Исследование долгопериодных изменений приземного давления в умеренных и субполярных широтах Северной Атлантики за 1874-1995 гг. показало, что в холодную половину года (период наиболее интенсивного циклогенеза) в исследуемом регионе наблюдаются вариации приземного давления с периодом ~80 лет, близким к периоду цикла Глайссберга. Долгопериодные вариации давления тесно связаны с колебаниями положения арктического фронта, которые также обнаруживают периодичность ~80 лет в районе южного и юго-восточного побережья Гренландии, где в холодную половину года преобладают процессы формирования и углубления циклонов.

Изменение положения арктического фронта существенно влияет на интенсивность циклонических процессов на самом фронте. Интенсивность циклогенеза уменьшается (давление растет) при смещении арктического фронта к югу и увеличивается (давление падает) при его смещении к северу, т.е. к побережью Гренландии. Это обусловлено, по-видимому, более интенсивным формированием и углублением циклонов вблизи гренландского побережья, где холодная подстилающая поверхность способствует усилению контрастов температуры во фронтальной зоне и адвекции холода. Вековые колебания широты арктического фронта, сопровождающиеся изменениями интенсивности циклогенеза, могут быть причиной амплитудной модуляции 11-летней гармонике в вариациях приземного давления, что приводит к появлению линий ~9 и ~12 лет.

Полученные результаты свидетельствуют о существенной роли арктического фронта в формировании долгопериодных эффектов солнечной активности в интенсивности циклонических процессов в Северной Атлантике.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН №30 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

### Литература

1. *Воробьев В.И.* Синоптическая метеорология. Л.: Гидрометеиздат. 1991.
2. *Веретененко С.В., Тайл П.* Настоящий сборник.
3. *Веретененко С.В., Артамонова И.В.* Настоящий сборник.
4. *Mean Sea Level Pressure (MSLP) data*, <ftp://ftp.cru.uea.ac.uk>.
5. *Veretenenko S.V. et al. Adv.Space Res.*, 2005, **35**(3), 484.

## **УСИЛЕНИЕ РЕГЕНЕРАЦИИ ЦИКЛОНОВ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ В СВЯЗИ СО ВСПЛЕСКАМИ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

**Веретененко С.В.<sup>1</sup>, Тайл П.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург*

<sup>2</sup>*Датский метеорологический институт, Копенгаген*

## **INTENSIFICATION OF CYCLONE REGENERATION IN THE NORTH ATLANTIC ASSOCIATED WITH SOLAR COSMIC RAY BURSTS**

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

<sup>1</sup>*Ioffe Physico-Technical institute, St.-Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Danish meteorological institute, Copenhagen, Denmark*

### **Abstract**

*Effects of energetic Solar Proton Events (SPE), for particle energies above 90 MeV, on the meteorological characteristics at middle and subpolar latitudes of the North Atlantic were studied, using NCEP/NCAR reanalysis data and weather charts. A significant lowering of the pressure levels in the troposphere accompanied by an increase of the cyclonic vorticity was found near the south-eastern coast of Greenland on days following the event onsets. According to the weather charts, the detected effects are caused by the regeneration (the re-deepening) of cyclones having already reached the stage of maximum development. A study of thermo-baric field variations and advective temperature changes showed that the cyclone deepening associated with SPEs under study is due to the increase of cold advection in the cyclone rear when they approach the Arctic front near the south-eastern coast of Greenland.*

*The results obtained suggest a noticeable influence of energetic cosmic particles on the cyclone evolution at extratropical latitudes. An important part in SPE effects seems to be played by the Arctic front which is the region of high temperature contrasts. A physical mechanism of the detected effects may involve changes in the thermo-baric field structure (in particular, an increase of temperature gradients in the frontal zone) creating more favorable conditions for cold advection and in this way contributing to more intensive cyclone deepening. The thermo-baric field changes may be due to radiative forcing and/or latent heat release related to the cloudiness variations.*

### **Введение**

Согласно современным представлениям, эффекты солнечной активности в циркуляции нижней атмосферы тесно связаны с вариациями потока солнечных (СКЛ) и галактических (ГКЛ) космических лучей в диапазоне энергий от  $\sim 0,1$  до нескольких ГэВ. Показано, что вариации КЛ могут влиять на интенсивность циклонических процессов в умеренных широтах [1]. Тем не менее, физический механизм наблюдаемых эффектов остается неясным. Ранее было обнаружено [2], что всплески СКЛ с энергиями  $> 90$  МэВ сопровождаются заметным понижением давления во всей тропосфере

на ряде станций Северной Атлантики, расположенных в зоне климатического арктического фронта, т.е. в области наиболее интенсивного формирования и развития циклонов. В настоящей работе проводится более детальное исследование эффектов СКЛ в вариациях давления и температуры в указанной области с использованием набора данных “реанализа” NCEP/NCAR [3].

### **Анализ экспериментальных данных**

В качестве исходного материала использовались среднесуточные значения геопотенциальных (гп.) высот основных изобарических уровней 1000, 850, 700, 500, 300 и 200 гПа в узлах регулярной сетки  $2,5^\circ \times 2,5^\circ$  в северном полушарии. Для анализа методом наложения эпох были отобрано 48 изолированных всплесков СКЛ, в ходе которых были зарегистрированы возрастания потока протонов с энергиями  $> 90$  МэВ, за период 1980-1998 гг. [4,5]. Отбор событий проводился для холодного (октябрь-март) полугодия, поскольку именно в это время наблюдаются наиболее интенсивные процессы циклогенеза. Дни начала всплесков использовались в качестве ключевых моментов ( $\Delta t = 0$ ).

Как показало исследование, значительное понижение гп. высот (понижение давления) в связи со всплесками СКЛ наблюдается в районе юго-восточного побережья Гренландии и исландского минимума для всех рассматриваемых изобарических уровней, что согласуется с данными аэрологических зондирований [2]. Обнаруженный эффект наиболее четко выражен на следующий день после начала всплеска ( $\Delta t = +1$  сут). Карты изменений высот изобарических поверхностей (отклонений от средних значений на интервале  $\pm 10$  дней относительно ключевых дат), осредненные для исследуемых 48 событий, приведены на рис.1 для момента  $\Delta t = +1$  сут. Белыми линиями показаны области, где отклонения превышают 2 и 3 стандартные ошибки среднего. Видно, что понижение гп. высот изобарических поверхностей составляет в среднем  $\sim 50$  гп.м в нижней тропосфере (1000–700 гПа) и  $\sim 70$ –100 гп. м в средней и верхней тропосфере (500–200 гПа). Наиболее значимые эффекты наблюдаются для уровней 500 и 300 гПа. Следует отметить, что наблюдаемое понижение давления локализовано в области формирования арктического фронта, разделяющего холодные массы арктического воздуха над Гренландией и более теплые воздушные массы умеренных широт над океаном. Понижение давления в районе Гренландии сопровождается повышением давления над восточными берегами Северной Америки.

Рассмотрим, чем обусловлены вариации давления, наблюдаемые в связи со всплесками СКЛ. Как известно, области пониженного или повышенного давления с замкнутыми изобарами характерны для атмосферных вихрей – циклонов и антициклонов. Для описания вихревых движений в атмосфере используется вертикальная составляющая вихря скорости ветра

$\Omega_Z$  (относительная завихренность). В северном полушарии завихренность положительна в циклонах и отрицательна в антициклонах.

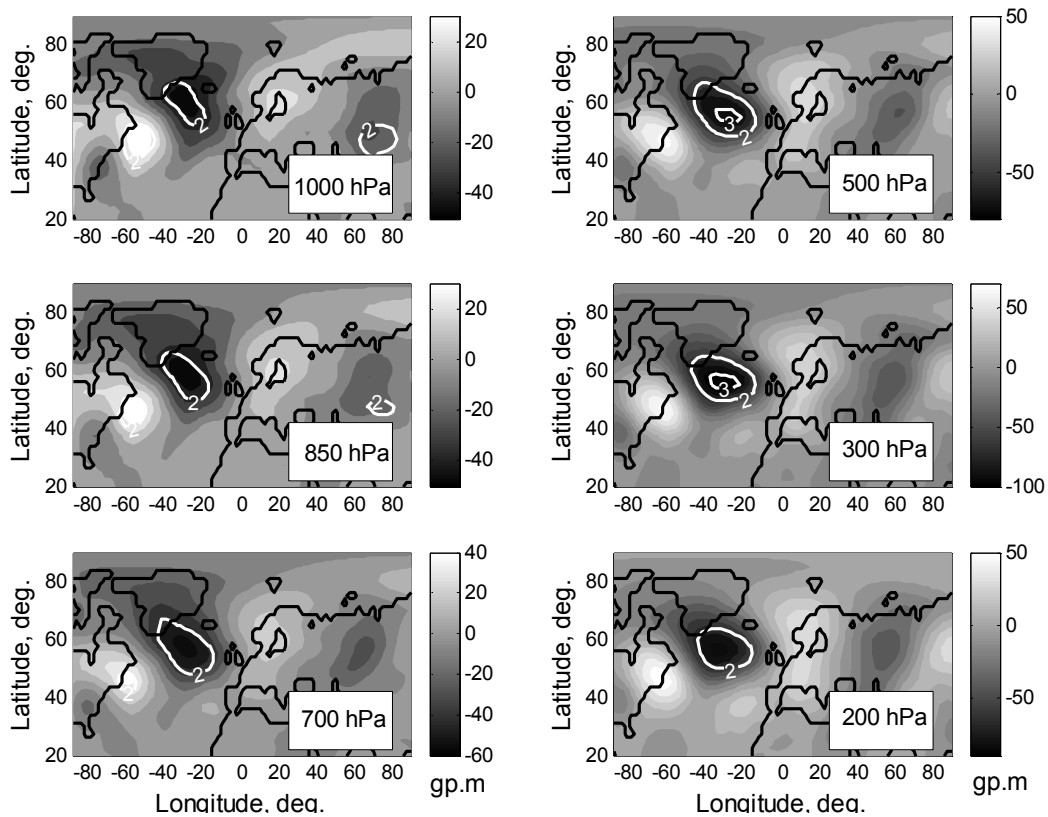


Рис. 1.

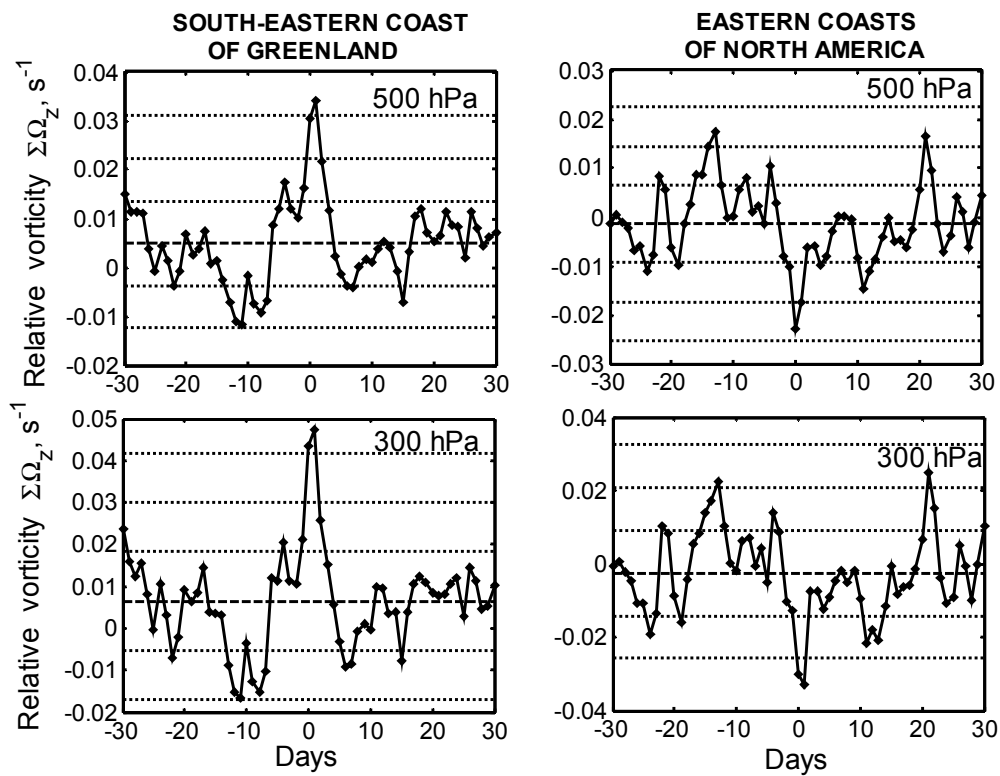


Рис.2.

В настоящей работе были проанализированы суммы завихренности  $\sum \Omega_z$ , рассчитанные по данным скорости ветра [3] в районах наибольших изменений давления. На рис.2 приведен временной ход средних (полученных методом наложения эпох) значений сумм завихренности на уровнях 500 и 300 гПа в районе юго-восточного побережья Гренландии ( $50^\circ\text{--}60^\circ\text{N}$ ,  $0^\circ\text{--}55^\circ\text{W}$ ) и у восточных берегов Северной Америки ( $37^\circ\text{--}55^\circ\text{N}$ ,  $55^\circ\text{--}85^\circ\text{W}$ ). Штриховой линией показаны средние значения завихренности на интервале  $\pm 30$  дней относительно ключевого момента; точечными линиями – стандартные отклонения от среднего. Как видно из рисунка, всплески СКЛ сопровождаются статистически значимым усилением циклонической завихренности вблизи юго-восточного побережья Гренландии. Таким образом, можно сделать вывод, что понижение давления, наблюдаемое в указанной области в связи со всплесками СКЛ, обусловлено образованием и/или углублением циклонов. Повышение давления в районе восточных берегов Северной Америки в свою очередь сопровождается усилением антициклонической завихренности, что свидетельствует об усилении антициклонов.

Для подтверждения сделанных выше выводов был проведен анализ приземных синоптических карт, позволяющий проследить эволюцию барических систем. Обнаружено, что углубление циклонов после исследуемых всплесков СКЛ наблюдается в  $\sim 75\text{--}80\%$  случаев, тогда как случаи образования новых циклонов в районе Гренландии довольно редки. Для большей части событий ( $\sim 60\%$ ) имеет место значительное (на 15 и более гПа) углубление циклонов. Повышение давления у берегов Северной Америки обусловлено усилением областей высокого давления, формирующихся на холодных фронтах углубляющихся циклонов.

Синоптический анализ позволил получить важную информацию о механизме наблюдаемых эффектов. Было обнаружено, что после всплеска СКЛ углубляются, как правило, т.н. окклюзированные циклоны, в центре которых началось смыкание холодного и теплого фронтов (окклюзия). Известно, что такие циклоны уже достигли стадии максимального развития и должны заполняться. Процесс вторичного углубления циклона, уже начавшего заполняться (после окклюзии), называется регенерацией и обусловлен усилением адвекции холодного воздуха в его тылу, которая приводит к повышению асимметрии температурного поля циклона и падению давления вблизи его центра [6]. Действительно, совместный анализ изменений температурного и барического поля (приведенное на рис.3 наложение карт средних изменений гп. высоты поверхности 700 гПа и температуры нижнего слоя тропосферы 1000–500 гПа (белые линии)) на следующий день после начала всплеска показал заметное (на  $\sim 1\text{--}2^\circ\text{C}$ ) понижение температуры в тылу углубляющихся циклонов.



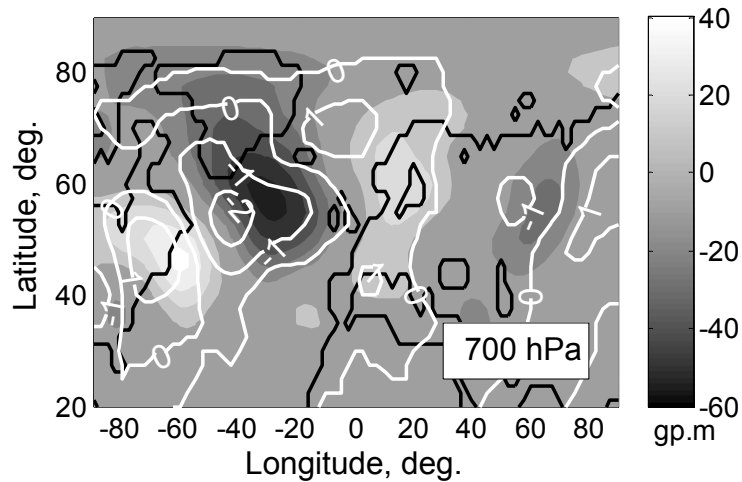


Рис.3.

Результаты расчета адвективных (обусловленных горизонтальным переносом воздушных масс) изменений температуры, обнаружили, что в нулевой день (день начала всплеска СКЛ) наблюдается резкое усиление адвекции холода у южного побережья Гренландии (рис.4, белые линии). Отклонения от средней карты составляют в этом регионе до  $-0,15^{\circ}\text{C}/\text{час}$ , при этом адвекция холода охватывает значительную часть площади циклона. На следующий день давление в циклоне достигает минимума, адвекция холода ослабевает и циклон начинает постепенно заполняться. Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что

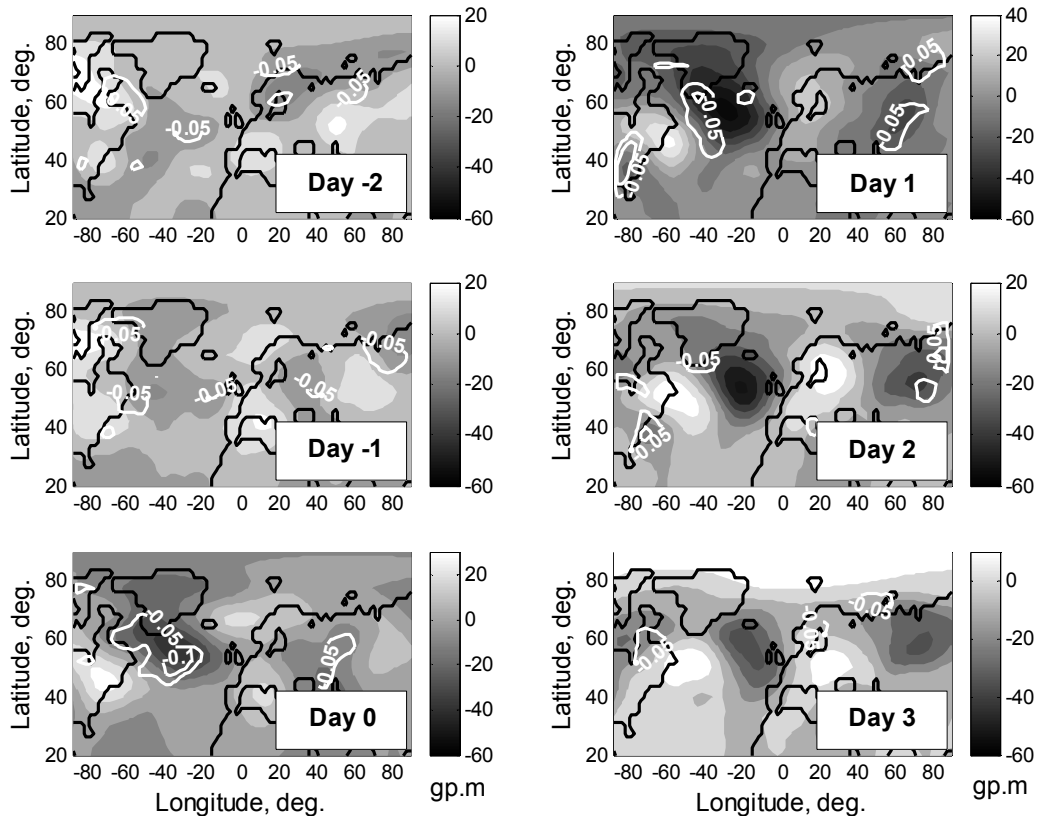


Рис.4.

исследуемые всплески СКЛ сопровождаются усилением регенерации циклонов вблизи побережья Гренландии, основным механизмом которой является адвекция холода при сближении циклона с арктическим фронтом.

### Обсуждение результатов

Проведенное исследование показало, что всплески СКЛ с энергиями  $>90$  МэВ могут оказывать заметное влияние на эволюцию внетропических циклонов, создавая благоприятные условия для их регенерации. Важную роль при этом играет зона арктического фронта вблизи юго-восточного побережья Гренландии. Действительно, подавляющая часть циклонов умеренных широт возникает и претерпевает наибольшие изменения в своей эволюции на основных атмосферных фронтах (арктическом и полярном), где наблюдаются значительные горизонтальные градиенты температуры. Контрасты температуры в области фронта создают условия для адвекции холода, которая способствует возникновению нового или усилению уже существующего циклонического вихря, а также является основным механизмом регенерации циклона при его сближении с арктическим фронтом [6].

Приведенные выше данные показывают, что углубление циклонов, наблюдаемое в связи со всплесками СКЛ в районе Гренландии, действительно обусловлено усилением адвекции холода, что может быть связано с изменениями характеристик фронтальной зоны и, в частности, с увеличением температурных контрастов. В свою очередь причиной увеличения градиентов температуры могут быть изменения радиационно-теплового баланса нижней атмосферы в связи с эффектами СКЛ в вариациях состояния верхней (перистой) облачности, которая оказывает существенное влияние на потоки уходящего теплового излучения Земли и атмосферы [7]. Значительный вклад в формирование фронтальной зоны может внести также и тепло конденсации/сублимации, выделяющееся при образовании облачности.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН №30 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

### Литература

1. *Tinsley B.A., Deen G.W. J.Geophys.Res.*, 1991, **96**(12), 22283.
2. *Veretenenko S., Thejll P., J.Atm.Sol.-Terr.Phys.*. 2004, **66** (5), 393.
3. *Kalnay E. et al. Bull.Amer.Meteorol.Soc.* 1996, **77**, 437.
4. *Солнечные протонные события.* Каталог 1980-1986 гг./ Под ред. Ю.И. Логачева М.: Междуведомственный геофизический комитет АН СССР. 1990.
5. *Catalogue of solar proton events 1987-1996.* /Ed. Logachev Yu.I. М.: Moscow University Press. 1998.
6. *Воробьев В.И.* Синоптическая метеорология. Л.: Гидрометеиздат. 1991.
7. *Горчакова И.А. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана*, 1991, **27**(9), 983.

## **ВЛИЯНИЕ ВАРИАЦИЙ ПОТОКА УФ ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭКЗОСФЕРЫ, ИОНОПАУЗЫ И ОКОЛОПЛАНЕТНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ВЕНЕРЫ**

**Веригин М.И.<sup>1</sup>, Жанг Т.-Л.<sup>2</sup>, Татральяи М.<sup>3</sup>,  
Котова Г.А.<sup>1</sup>, Ремизов А.П.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

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

<sup>3</sup>*KFKI-Исследовательский институт ядерной физики и  
элементарных частиц, Будапешт, Венгрия*

## **INFLUENCE OF SOLAR CYCLE UV-FLUX VARIATIONS ON VENUSIAN EXOSPHERE, IONOPAUSE AND BOW SHOCK**

**M.I. Verigin<sup>1</sup>, T.-L. Zhang<sup>2</sup>, M. Tátrallyay<sup>3</sup>,  
G.A. Kotova<sup>1</sup>, A.P. Remizov<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Space Research institute of RAS, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*ÖAW Institut für Weltraumforschung, Graz, Österreich*

<sup>3</sup>*KFKI-Research Institute for Particle and Nuclear Physics, Budapest, Hungary*

### **Abstract**

*The crossings of the Venusian bow shock (BS) by Venera 4,6,9,10, Mariner 5,10, Pioneer-Venus u Galileo spacecraft revealed its main features: BS terminator position turned to be weakly dependent on the solar wind parameters at some fixed solar cycle phase (Venera 9,10) while strongly variable within complete solar cycle (Pioneer Venus); bow shock terminator cross-section anisotropy was revealed (Venera 9,10) and questioned later after Pioneer-Venus observations; theoretically expected asymptotic bow shock Mach cone variations were revealed also (Galileo). These and other features of the Venusian BS are reproduced by its analytical model presented in the present paper. New approach permitted additionally to reveal dawn-dusk asymmetry of the Venusian bow shock, to clarify reasons of its subsolar position variations, and to study Venusian ionopause and exospheric plasma pressure variations within Solar cycle.*

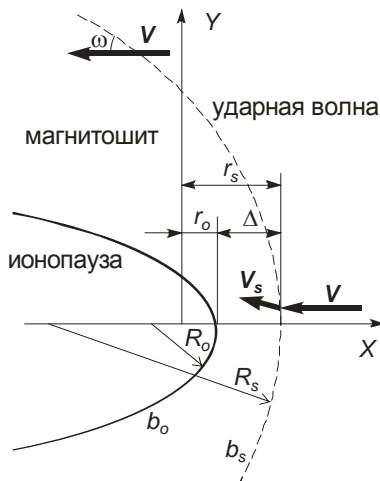
### **Введение**

Впервые околовенерианская ударная волна (УВ) была зарегистрирована 18 октября 1967 г. при приближении к планете КА Венера-4 [1]. Последующие ее единичные наблюдения КА Mariner-5 [2], Венера-6 [3] и многократные пересечения спутниками Венера-9,10 [4] позволили выявить основные особенности этой плазменной границы. Положение УВ на терминаторе оказалось удивительно слабо зависящим от параметров солнечного ветра в пределах фиксированной фазы солнечного цикла [5], что способствовало обнаружению анизотропии ее поперечного сечения плоско-

стью терминатора относительно направления межпланетного магнитного поля (ММП) [6].

Многолетние наблюдения околосолнечной УВ спутником Pioneer Venus показали, однако, значительную изменчивость в цикле солнечной активности ее размеров в плоскости терминатора [7] и поставили под сомнение анизотропию УВ в этой плоскости [8]. Эти же наблюдения продемонстрировали зависимость положения УВ на терминаторе от Альвеновского ( $M_a$ ) и магнитозвукового ( $M_{ms}$ ) чисел Маха, и от динамического давления солнечного ветра ( $\rho V^2$ ) [9]. Наконец, при пролете КА Galileo вблизи Венеры, были обнаружены теоретически предсказанные вариации асимптотического положения УВ с изменением угла между направлением ММП и вектором скорости солнечного ветра  $\vartheta_{bv}$  [10].

В настоящей работе построена аналитическая модель околосолнечной УВ, воспроизводящая все эти ее особенности. Новый подход позволяет дополнительно обнаружить утренне-вечернюю асимметрию околосолнечной УВ, выявить вариации и причины вариаций ее подсолнечного положения, изучить изменение положения ионопаузы и давления экзосферной плазмы в цикле солнечной активности.



**Рис. 1.** Пространственные переменные, используемые в модели околосолнечной УВ.

Особенности моделирования околосолнечной УВ. На Рис.1 показаны используемые в модели основные пространственные переменные:  $r_0$ ,  $r_s$  – расстояния до ионопаузы (препятствие) и УВ, соответственно,  $R_0$ ,  $R_s$  – радиусы кривизны подсолнечных частей этих границ,  $b_0$ ,  $b_s$  – затупленность ионопаузы и ударной волны, соответственно, и  $\Delta$  – отход УВ от ионопаузы.

**Особенности моделирования околосолнечной УВ.** На Рис.1 показаны используемые в модели основные пространственные переменные:  $r_0$ ,  $r_s$  – расстояния до ионопаузы (препятствие) и УВ, соответственно,  $R_0$ ,  $R_s$  – радиусы кривизны подсолнечных частей этих границ,  $b_0$ ,  $b_s$  – затупленность ионопаузы и ударной волны, соответственно, и  $\Delta$  – отход УВ от ионопаузы.

С использованием этих переменных в газодинамическом приближении форма околопланетной ударной волны может быть описана простой рациональной функцией:

$$y^2(x) = 2R_s \cdot (r_0 + \Delta - x) + \frac{(r_0 + \Delta - x)^2}{M_s^2 - 1} \left( 1 + \frac{b_s \cdot (M_s^2 - 1) - 1}{1 + d_s \cdot (r_0 + \Delta - x) / R_s} \right), \quad (1)$$

с параметрами  $\Delta(\varepsilon, R_0)$ ,  $R_s(\varepsilon, R_0)$ ,  $b_s(M_s)$ ,  $d_s(b_0)$ , заданными аналитическими выражениями, приведенными в работе [11]. В этих выражениях  $\varepsilon = ((\gamma - 1)M_s^2 + 2) / (\gamma + 1) / M_s^2$  - отношение плотностей газа перед и за фронтом прямого скачка уплотнения,  $M_s$  - звуковое число Маха и  $\gamma$  - показатель адиабаты. В МГД приближении, в соотношении (1) вместо  $M_s$  следует использовать  $1/\sin\omega$  (Рис.1), а для вычисления  $\varepsilon$  - использовать кубическое уравнение, определяющее этот скачок в МГД приближении. Более под-

робное описание перенормировки параметров выражения (1) при переходе к МГД содержится в обзоре [12]. Такая модель достаточно хорошо описывает УВ около Земли [13] и Марса [14].

Около Венеры препятствием солнечному ветру является верхняя ионосфера планеты. В этом случае форма ионопаузы  $y(x)$  определяется из условия баланса давлений ионосферной плазмы  $p(r)$  и солнечного ветра:

$$k\rho V^2(dy/dx)^2/(1+(dy/dx)^2)+p_0=p(r), \quad (2)$$

где  $k \approx 0.88$  и  $p_0$  – сумма теплового и магнитного давлений в солнечном ветре. В окрестности подсолнечной точки решение этого уравнения:

$$x(y) = r_0 - y^2/(2R_0) + b_0 y^4/(8R_0^3) - \dots, \quad (3)$$

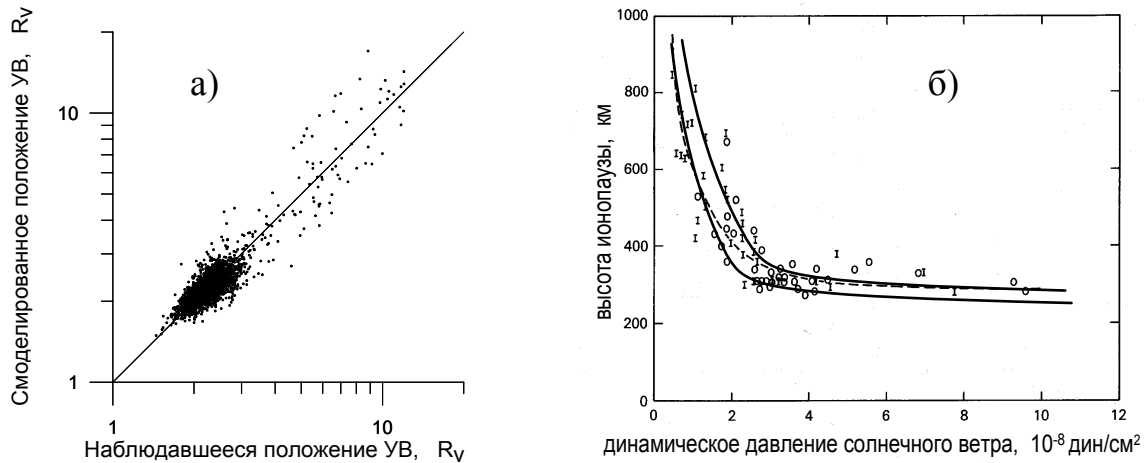
где

$b_0 = -1 + (2(p(r_0) - p_0)(p''(r_0)/p'(r_0) - 1/r_0)/p'(r_0) - 1)/(4 - p'(r_0)R_0/2/(p(r_0) - p_0))$ ,  
 $R_0 = r_0(1 + \sqrt{1 - 8(p(r_0) - p_0)/(r_0 p'(r_0))})/2$  и  $k\rho V^2 + p_0 = p(r_0)$  [11]. Эти соотношения позволяют определить основные геометрические параметры ионопаузы  $r_0$ ,  $R_0$ ,  $b_0$  при любом профиле давления ионосферной плазмы, например, при

$$p(r) = p(r_{eq}) \cdot (\exp((r_{eq} - r)/H_1) + \exp((r_{eq} - r)/H_2))/2, \quad (4)$$

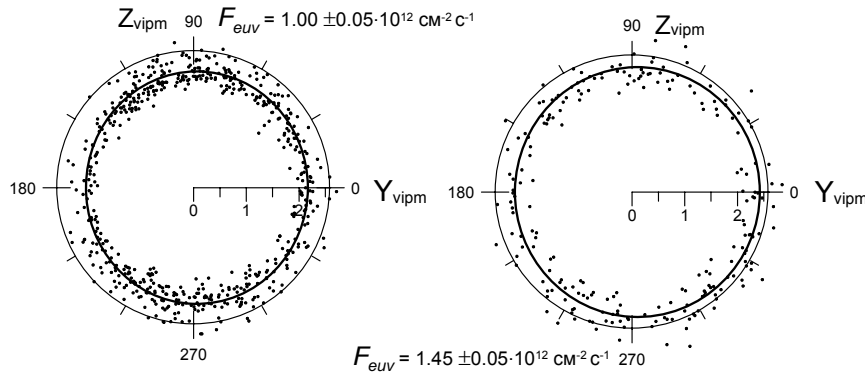
определяющимся четырьмя параметрами:  $r_{eq}$ ,  $H_1$ ,  $H_2$ ,  $p(r_{eq})$ .

Исходными данными для моделирования УВ являлись таблицы  $\sim 1600$  пересечений этой границы, параметров солнечного ветра и потока  $L_\alpha$  излучения Солнца  $F_{euv}$ , полученные на протяжении 10 лет работы спутника Pioneer Venus в 1978-88 гг [7,9]. Наилучшим образом согласие между модельными и наблюдавшимися положениями УВ (Рис. 2а) было получено при  $r_{eq} = R_v + 300$  км +  $(F_{euv} - 1.65 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}) \cdot 40$  км,  $p(r_{eq}) = 6.2$  нП +  $(F_{euv} - 1.65 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}) \cdot 2.1$  нП,  $H_1 = 420$  км +  $(F_{euv} - 1.65 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}) \cdot 80$  км,  $H_2 = 19$  км. Такой набор параметров ионосферы одновременно обеспечивает согласие наблюдавшихся положений ионопаузы (Рис. 2б, значки) с ее расчетными положениями (Рис. 2б, верхняя сплошная кривая – при  $F_{euv} = 1.65 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ , нижняя - при  $F_{euv} = 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ).



**Рис. 2.** Сравнение наблюдавшихся и модельных положений УВ (а) и зависимость наблюдавшегося и модельного положений дневной ионопаузы от  $\rho V^2$  (б).

На Рис. 3 показаны спроецированные на плоскость терминатора положения околосолнечной ударной волны в VIPM системе координат (ось  $X_{vipm}$  –



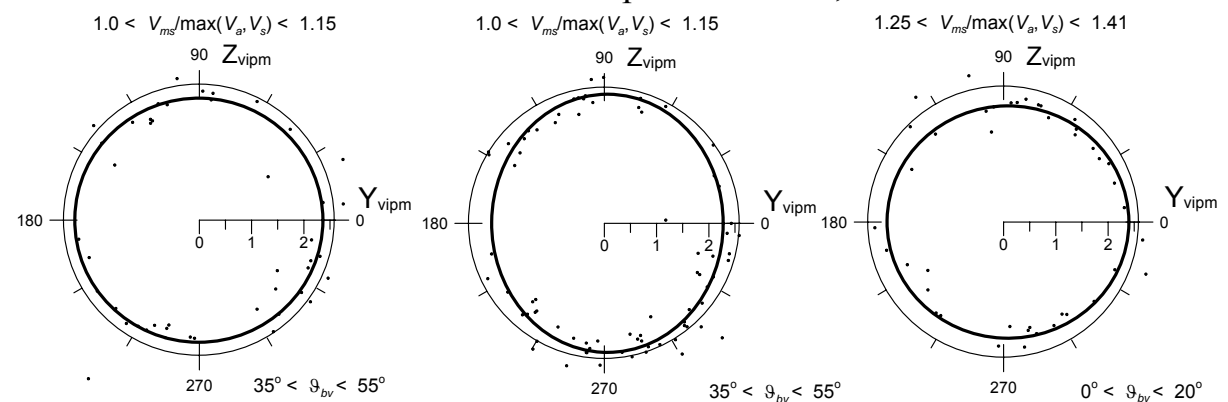
против вектора скорости, солнечного ветра, силовая линия ММП проходит через II-IV квадранты плоскости  $X_{vipm}Y_{vipm}$ ). Очевидно увеличение размеров УВ с увеличением солнечной активности, отмеченное ранее в [7].

**Рис. 3.** Проекция на плоскость терминатора околосолнечной ударной волны в периоды малой (слева) и большой (справа) солнечной активности.

Вместе с тем, в период повышений солнечной активности можно отметить и сдвиг поперечного сечения УВ в ‘утреннем’ направлении  $+Y_{vipm}$ .

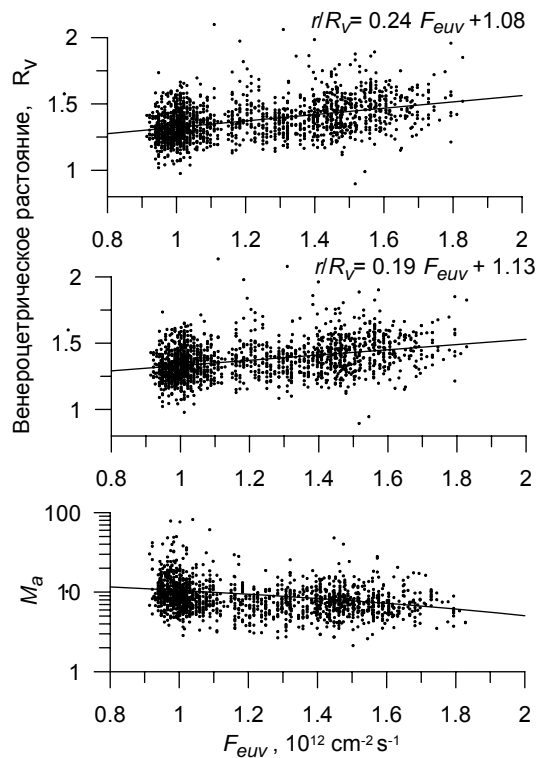
Анизотропия поперечного сечения УВ на Рис. 3, не сепарированном по  $\vartheta_{bv}$ , практически отсутствует. Спроецированные на плоскость терминатора положения УВ на Рис. 4 сепарированы по анизотропии скорости распространения МГД волн в солнечном ветре и по  $\vartheta_{bv}$ . Как и следовало ожидать, анизотропия поперечного сечения УВ и его сдвиг в направлении  $+Y_{vipm}$  отсутствуют, когда в солнечном ветре анизотропия скорости распространения МГД волн мала (слева) или когда  $\vartheta_{bv} \approx 0^\circ$  (справа), и наблюдаются только при достаточно больших  $\vartheta_{bv}$  и при наличии анизотропии скорости распространения МГД волн в солнечном ветре. Это объясняет, почему анизотропия поперечного сечения УВ была ‘замазана’ в длинном ряду данных Pioneer Venus [8], но наблюдалась в коротком ряду данных Венеры-9,10 [6].

В отличие от предшествующих моделей, построенная в настоящей работе аналитическая модель околосолнечной УВ, позволяет исследовать

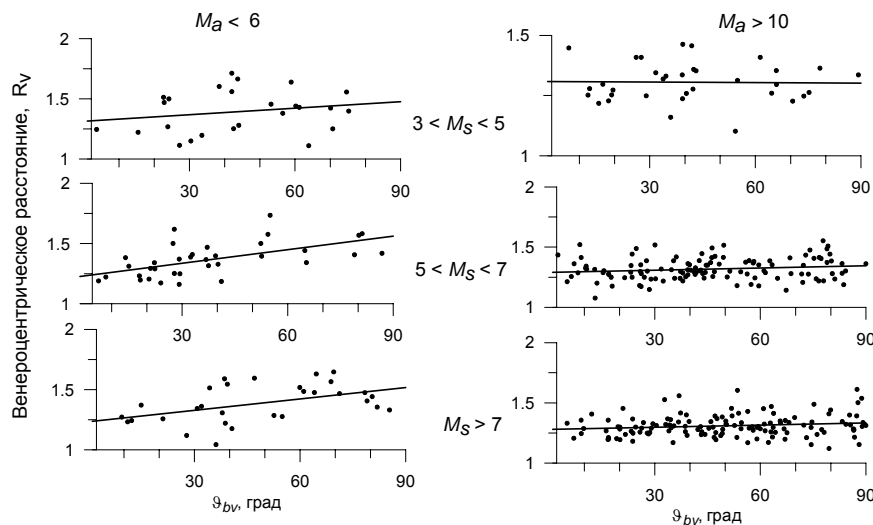


**Рис. 4.** Проекция на плоскость терминатора пересечений околосолнечной ударной волны ( $F_{euv} = 1.4 \div 1.7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ ) сепарированных по анизотропии скорости распространения МГД волн в солнечном ветре и по  $\vartheta_{bv}$ .

положение этой границы не только в плоскости терминатора, но и в подсолнечной области.



**Рис. 5.** Зависимость расстояния до подсолнечной части УВ от  $F_{euv}$ .



**Рис. 6.** Зависимость расстояния до подсолнечной части около-венераианской УВ при различных  $M_a$  и  $M_s$  от  $\vartheta_{bv}$ .

В верхней части Рис. 5 показана зависимость от  $F_{euv}$  всех пересечений УВ, спроецированных на ось  $X_{vipm}$ . В средней части этого же рисунка спроецированные положения УВ нормированы на размеры ионопаузы при  $F_{euv} = 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и  $\rho V^2 = 10^{-8} \text{ дин/см}^2$ . Зависимость от  $F_{euv}$  нормированных положений УВ стала более полой, но не исчезла. Это связано с систематическим уменьшением  $M_a$  с ростом солнечной активности (нижняя часть Рис. 5), приводящим к увеличению отхода УВ от ионопаузы даже при фиксированных ее размерах.

На Рис. 6 показан пример исследования зависимости от  $\vartheta_{bv}$  расстояния до подсолнечной части УВ при  $F_{euv} = (1.0 \pm 0.1) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ . Как видно из приведенных на этом рисунке данных, при доста-

точно малых  $M_a$  около-венераианская УВ удаляется от планеты с увеличением  $\vartheta_{bv}$  и практически не зависит от этого угла при больших  $M_a > 10$ . Последнее обстоятельство связано с тем, что при больших  $M_a$  МГД течение становится газодинамическим.

## Выводы

Использование аналитического моделирования расширяет возможности проецирования, нормирования и многофакторного анализа около-венераианской ударной волны. Использование такого подхода позволило выявить/уточнить следующие особенности около-венераианской УВ:

- связь анизотропии поперечного сечения УВ плоскостью терминатора с анизотропией скорости распространения МГД волн в солнечном ветре и с  $\vartheta_{bv}$ ;

- вклад  $M_a$  в систематическое изменение расстояния до УВ в цикле солнечной активности;

- зависимость положения УВ от  $\Theta_{bv}$  при малых  $M_a$ .

Работа выполнена при частичной поддержке программы ОФН 16 и гранта РФФИ 03-02-20006-БНТС а.

### Литература

1. **К.И. Грингауз, В.В. Безруких, Л.С. Мусатов, Т.К. Бреус**, Плазменные измерения, проведенные вблизи Венеры на космическом аппарате Венера-4, *Косм. исследов.*, **6**(3), 411-419, 1968.
2. **H.S. Bridge, A.J. Lazarus, C.W. Snyder, E.J. Smith, L. Davis, Jr., P.J. Coleman, Jr., D.E. Jones**, Mariner V: Plasma and magnetic field observations near Venus, *Science*, **158**(3809), 1669-1673, 1967.
3. **К.И. Грингауз, В.В. Безруких, Г.И. Волков, Л.С. Мусатов, Т.К. Бреус**, Возмущения межпланетной плазмы вблизи Венеры по данным полученным на космических аппаратах Венера-4 и Венера-6, *Косм. исследов.*, **8**(3), 431-436, 1970.
4. **К.И. Грингауз, В.В. Безруких, Т.К. Бреус, М.И. Веригин, Т. Гомбоши, А.П. Ремизов**, Предварительные результаты измерения плазмы при помощи широкоугольных приборов на спутниках Венера-9 и Венера-10, *Косм. исследов.*, **14**(6), 839-851, 1976.
5. **М.И. Веригин**, Исследование взаимодействия потоков солнечной плазмы с Венерой при помощи спутников Венера-9 и Венера-10 (по данным широкоугольных плазменных анализаторов), дисс. на соиск. уч. степени к.ф.-м.н., Институт космических исследований АН СССР, Москва, 1978, сс. 1-227.
6. **С.А. Романов, В.Н. Смирнов, О.Л. Вайсберг**, О природе взаимодействия солнечного ветра с Венерой, *Косм. исследов.*, **16**(5), 746-756, 1978.
7. **T.-L. Zhang, J.G. Luhmann, C.T. Russell**, The solar cycle dependence of the location and shape of the Venus bow shock, *J. Geophys. Res.*, **95**(A9), 14961-14967, 1990.
8. **C.T. Russell**, Planetary Bow Shocks, in: *Collisionless Shocks in the Heliosphere: Reviews of Current Research*, Geophysical Monograph **35**, 109-130, 1985.
9. **M. Tatrallyay, C.T. Russell, J.D. Mihalov, A. Barnes**, Factors controlling the location of the Venus bow shock, *J. Geophys. Res.*, **88**, 5613-5621, 1983.
10. **K.K. Khurana, M.G. Kivelson**, A variable cross-section model of the bow shock of Venus, *J. Geophys. Res.*, **99**, 8505-8512, 1994.
11. **M. Verigin, J. Slavin, A. Szabo, T. Gombosi, G. Kotova, O. Plochova, K. Szegö, M. Tatrallyay, K. Kabin, and F. Shugaev**, Planetary bow shocks: Gasdynamic analytic approach, *J. Geophys. Res.*, **108**(A8), 1323, doi:10.1029/2002JA009711, 2003.
12. **М.И. Веригин**, Положение и форма околопланетных ударных волн: газодинамические и МГД аспекты, в сб. *Солнечно-земные связи и электромагнитные предвестники землетрясений: III междунар. конф.*, с. Паратунка Камч. обл., 16-21 авг. 2004 г., ч. II, ред. Б.М. Шевцов, Петропавловск-Камч., ИКИР ДВО РАН, сс. 49-69, 2004.
13. **M. Verigin, G. Kotova, A. Szabo, J. Slavin, T. Gombosi, K. Kabin, F. Shugaev, and A. Kalinchenko**, WIND observations of the terrestrial bow shock 3-d shape and motion, *Earth, Planets and Space*, **53**(10), 1001-1009, 2001.
14. **M. Verigin, D. Vignes, D. Crider, J. Slavin, M. Acuña, G. Kotova, A. Remizov**, Martian obstacle and bow shock: origins of boundaries anisotropy, *Adv. Space Res.*, **33**(12), 2222-2227, 2004.



**ПРОГНОЗИРОВАНИЕ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА  
ПО ПЛОЩАДИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ  
НЕЙРОННЫХ СЕТЕЙ И СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ  
С ДИНАМИКОЙ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ**

**Веселовский И.С.<sup>1,2</sup>, Персианцев И.Г.<sup>1</sup>, Доленко С.А.<sup>1</sup>, Шугай Ю.С.<sup>1</sup>,  
Яковчук О.С.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

**NEURAL NETWORK PREDICTION OF SOLAR WIND VELOCITY BY  
THE AREA OF CORONAL HOLES AND COMPARING THE RESULT  
WITH DYNAMICS OF GEOMAGNETIC DISTURBANCES**

**Veselovsky I.S.<sup>1,2</sup>, Persiantsev I.G.<sup>1</sup>, Dolenko S.A.<sup>1</sup>, Shugai Yu.S.<sup>1</sup>,  
Yakovchuk O.S.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Skobel'tsyn Institute of Nuclear Physics, MSU, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Space Research Institute, Moscow, Russia*

**Abstract**

*We present the neural network algorithm for prediction of the daily values of the solar wind velocity by the area of low-latitude coronal holes and active regions. These areas were obtained by processing daily snapshots of the Sun, made by the telescope EIT/SOHO at 284Å wavelength for 1999 - 2005 years. A significant feature of such approach is the possibility of search for non-linear interconnections between the parameters of the objects on the Sun images and the values of solar wind velocity. The neural network predictions were compared with the observed values of the solar wind velocity and with geomagnetic activity index Ap.*

**Введение**

В настоящее время для прогнозирования параметров солнечного ветра (СВ) используются эмпирические модели [1, 2], которые основаны на частичном понимании физических процессов, происходящих на Солнце. Детали формирования потоков СВ весьма сложны и являются предметом многих современных исследований. В настоящее время не существует точной математической модели физических процессов, влияющих на формирование потоков СВ.

Однако за многолетнюю историю наблюдений Солнца накоплено большое количество фактических данных, полученных со спутников и наземных обсерваторий. В такой ситуации оправдано использование нейросетевых алгоритмов для прогнозирования параметров СВ по наблюдаемым данным. Важным свойством нейронных сетей является их способность настраиваться, обучаясь на примерах. Такое свойство нейронных сетей позволяет применять их, когда построение строгой математической модели

невозможно, но существует достаточно представительный набор желательных решений в каждой ситуации.

В работе представлена модификация нейросетевого алгоритма анализа временных рядов [3] и результат ее применения для прогнозирования скорости потоков СВ, связанных с прохождением корональных дыр и активных областей по диску Солнца.

### **Данные и их анализ**

Для выделения корональных дыр (КД) и активных областей (АО) на изображениях Солнца были проанализированы ежедневные снимки Солнца, сделанные телескопом EIT с космического аппарата SOHO на длине волны 28,4 нм за период с января 1999 года по май 2005 года.

С помощью специально разработанного алгоритма [4] авторами была создана база данных, в которой содержится информация о количестве и параметрах (координаты, площадь и др.) КД и АО. Надо заметить, что обрабатывалась только центральная область изображения Солнца, как наиболее существенная для прогнозирования скорости СВ. Площадь КД / АО нормируется на площадь выделенной области, которая считается равной единице. Данная методика уже применялась при исследовании глобальной асимметрии Солнца по различным данным за 2003 год [5].

Среднегодовая полнота полученных данных варьируется от 60% до 90% и вполне приемлема для прогнозирования скорости СВ нейросетевым алгоритмом. Пропуски в данных, не превышающие 5 суток, заполнялись с помощью линейной интерполяции.

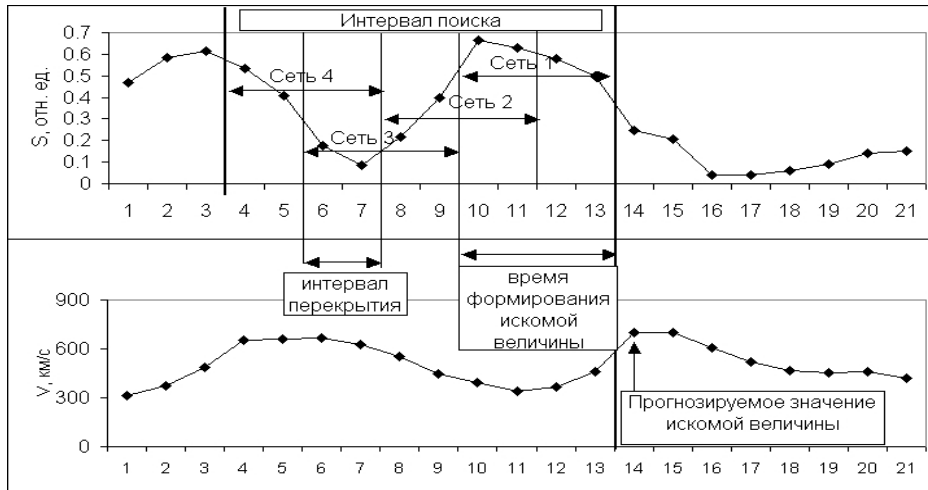
Параметры СВ регистрировались на космическом аппарате ACE и были взяты с сайта <http://www.srl.caltech.edu/ACE/>. Значения Ar индекса были взяты с сайта WDC-C2 KYOTO.

### **Описание работы нейросетевого алгоритма**

В данной работе используется модифицированная версия нейросетевого алгоритма прогнозирования событий во временных рядах [3], предназначенная для прогнозирования непрерывной величины.

В качестве входных данных рассмотрим многомерный временной ряд, который описывает изменение во времени значений каких-либо признаков, поведение которых связано с поведением объекта исследования. В данном случае один из таких признаков – значение суммарной площади приэкваториальных КД (рис. 1). Искомая величина (ИВ) представлена в виде одномерного временного ряда – скорость СВ на орбите Земли.

Будем предполагать, что на формирование величины скорости СВ влияет некое характерное поведение значения суммарной площади КД в течение некоторого времени, задаваемого из априорных соображений. Назовем такое характерное поведение входных данных явлением, а время, в течение которого оно длится, временем формирования ИВ.



**Рис. 1.** Схема алгоритма прогнозирования.  
 Вверху – входные данные (суммарная площадь экваториальных КД);  
 внизу – ИВ (скорость СВ на орбите Земли).

Предположим также, что задан интервал поиска задержки между моментом, на который осуществляется прогнозирование ИВ, и возможным началом явления, влияющего на формирование ИВ. Будем предполагать, что время формирования ИВ много меньше длины интервала поиска.

При этом ставятся следующие задачи:

- нахождение внутри интервала поиска границ такого характерного поведения входных данных, которое влияет на формирование ИВ;
- прогнозирование самой ИВ.

Для решения этих задач анализируемый интервал поиска разбивается на перекрывающиеся сегменты длиной, равной времени формирования ИВ. Для каждого такого сегмента строится отдельная нейронная сеть, обучающаяся прогнозировать значение ИВ на основе признаков в данном сегменте. Сдвигая интервал поиска по оси времени и применяя набор нейронных сетей к соответствующим сегментам анализируемого ряда, мы можем прогнозировать искомую величину скорости СВ.

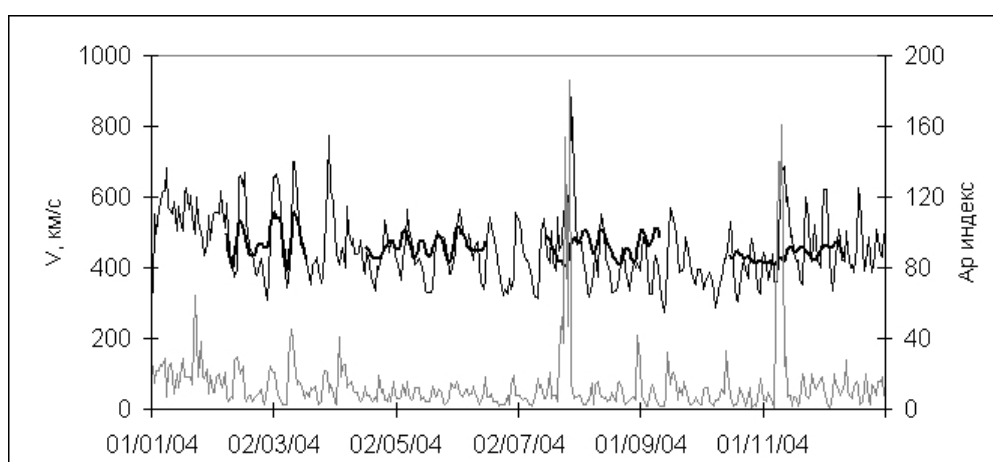
По окончании обучения можно сделать вывод о том, что искомое характерное поведение входных данных наблюдается на участке той сети, которая по результатам обучения обеспечивает наиболее точный прогноз искомой величины скорости СВ.

### **Прогнозирование среднесуточной скорости солнечного ветра**

Нейронные сети обучались на данных (тренировочный набор), содержащих значения площади приэкваториальных КД за период с января 1999 по июнь 2003 года. В тестовый набор входили данные с июля по декабрь 2003 года. Эти данные использовались в процессе обучения для тестирования сетей с целью избежания их переучивания. Интервал поиска был равен 14 суткам, время формирования искомой величины - 7 суткам, а интервал перекрытия был равен 6 суткам.

На Рис. 2 представлен прогноз среднесуточной скорости СВ на независимых данных за 2004 год, измеренные значения скорости СВ и среднесуточные значения Ар индекса. Прерывание кривой прогноза скорости СВ связано с отсутствием изображений Солнца, получаемых со спутника SOHO, на данный период. Среднегодовая величина коэффициента корреляции (КК) между реальными значениями скорости СВ и прогнозируемыми была равна 0.41. Здесь и далее приводимые значения КК являются статистически значимыми величинами для уровня значимости 0.05 (т.е. между прогнозом и реальными значениями существует линейная связь).

Из графика (рис. 2) видно, что динамика Ар-индекса достаточно хорошо согласуется с динамикой скорости СВ. Частичная периодичность конфигураций соответствует периодам вращения Солнца.

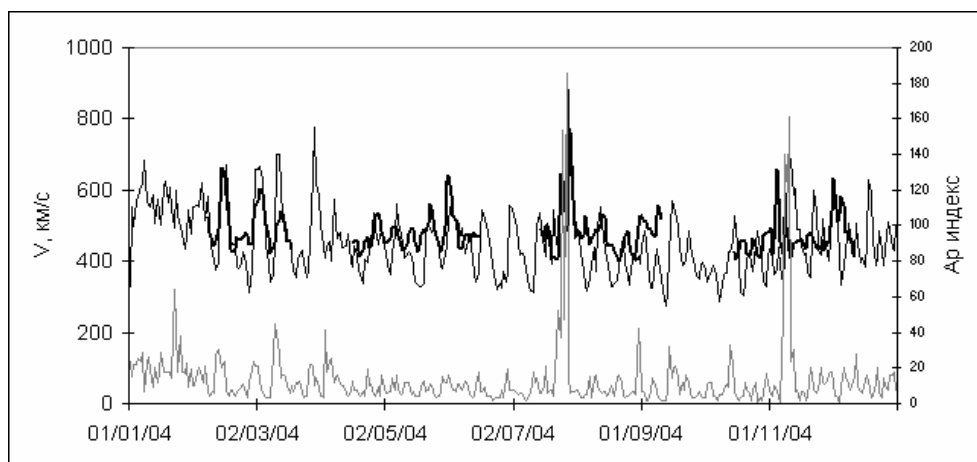


**Рис. 2.** Прогноз среднесуточной скорости СВ (жирная черная кривая) по значениям площади корональных дыр, измеренные значения скорости СВ (тонкая черная кривая) и среднесуточные значения Ар индекса (серая кривая, правая шкала).

Период с февраля по июль 2004 года в основном связан с приходом к Земле рекуррентных квазистационарных потоков СВ из КД. Поэтому значение КК за этот период между скоростью СВ и его прогнозом по площадям КД достаточно большое, равно 0.78. Похожий период наблюдался с августа по октябрь, когда после сильного геомагнитного возмущения была частично восстановлена периодичность потоков СВ. Для этого времени КК равен 0.4.

Однако помимо рекуррентных событий, обеспечивающих частичную периодичность потоков СВ, значительную роль играют спорадические возмущения, порой более сильные. Из графика на рисунке 2 видно, что сильное увеличение значений Ар индекса регистрировалось приблизительно в июле и в ноябре 2004 года. В этот период получены незначимые КК между скоростью СВ и ее прогнозом. Такой результат связан с тем, что явления, приводящие к спорадическим потокам СВ или предшествующие им, не учитывались в нашей модели. Спорадические процессы, происходящие на Солнце, могут быть связаны со вспышками, с исчезновением

солнечных волокон, с активными областями (АО) и др. Для улучшения прогноза скорости СВ в нашу модель была добавлена информация о площади АО.



**Рис. 3.** Прогноз среднесуточной скорости СВ (жирная черная кривая) по площадям корональных дыр и активных областей, измеренные значения скорости СВ (тонкая черная кривая) и среднесуточные значения Ap индекса (серая кривая, правая шкала).

На Рис. 3 представлен прогноз среднесуточной скорости СВ по площадям КД и АО, полученный на независимых данных за 2004 год.

Значения КК между прогнозом и скоростью СВ в периоды рекуррентных возмущений значимы и равны 0.68 и 0.37, что хорошо согласуется с КК, полученными ранее без учета площади АО. Однако значение КК между прогнозом и скоростью СВ в период спорадической активности в июле 2004 года теперь также стало статистически значимым и равным 0.68. Таким образом, можно предполагать, что сильное увеличение скорости СВ в конце июля 2004 года связано с процессами, происходящими в АО.

Однако улучшить прогноз скорости СВ в октябре-ноябре 2004 года, когда также преобладали спорадические потоки, используя информацию только о площади АО, не удалось. Это связано с тем, что при прогнозировании не учитывается информация о других источниках (предвестниках) спорадической активности Солнца, о магнитном поле Солнца, о взаимодействии между быстрыми и медленными потоками СВ.

### **Сравнение результатов прогнозирования**

Полученные среднегодовые КК между нейросетевым прогнозом и реальными значениями скорости СВ на независимых данных за 2004 год значимы и равны 0.4 и 0.51, без учета и с учетом площади активных областей соответственно. Сопоставить полученный прогноз с прогнозами скорости СВ, приводимыми в других работах, довольно сложно. Результаты прогнозирования в статьях обычно приводятся за несколько лет или даже солнечных циклов и сильно варьируются в зависимости от периода солнечной ак-

тивности. Так, в работе [2] использовалась модифицированная модель Wang-Sheeley [1] и значение КК между прогнозом и измеренными значениями скорости СВ за 1995-1997 годы (период около минимума солнечной активности) было равно  $\sim 0.4$ . Результат нейросетевого прогнозирования за 2004 год (период спада солнечной активности) согласуется с приведенным результатом, однако сложно сказать, какие прогнозы могут быть получены в период минимума солнечного цикла.

### Заключение

В работе представлен нейросетевой подход к прогнозированию скорости СВ по площадям приэкваториальных КД и АО. Проведено сравнение прогнозируемых значений скорости СВ с его измеренными значениями и значением Ар индекса на независимых данных за 2004 год. Полученные результаты в целом согласуются с общими представлениями о формировании высокоскоростных потоков СВ. Предложенный подход может дополнить существующие методики прогноза параметров СВ.

Для улучшения качества прогноза необходимо учитывать также данные о магнитном поле Солнца, о корональных выбросах масс, исчезающих волокнах и других геоэффективных объектах, а также их взаиморасположение на изображениях Солнца.

Исследование поддержано грантами РФФИ 04-02-16736 и 04-01-00506, ИНТАС 03-51-6202, программой ОФН18 РАН. Мы благодарны авторам использованных измерений на КА SOHO, ACE и WDC KYOTO.

### Литература

1. **Wang, Y.M., Sheeley, N.R.**, 1990. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion. *Astrophysical Journal* 355, 726–732.
2. **Arge, C.N., Pizzo, V.J.**, 2000. Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates. *Journal of Geophysical Research* 105, 10465–10479.
3. **Ju.S. Shugai, S.A. Dolenko, I.G. Persiantsev, Yu.V. Orlov.** Neural network algorithm for events forecasting in multi-dimensional time series and its application for analysis of data in space physics. PRIA-7-2004, St. Petersburg, Russia, October 18-23, 2004. Conference Proceedings. St. Petersburg, 2004, v.3, pp.908-911.
4. **I.G. Persiantsev, A.Yu. Ryazanov, Ju.S. Shugai.** Automatic Processing and Analysis of Sequential Images of the Sun. *Ibid.*, pp.853-855.
5. **Веселовский И.С. и др.** Глобальные изменения и асимметрия Солнца в период экстремально высокой активности в октябре-ноябре 2003 года // *Астрон. вестн.* 2005. Т. 39. № 2. С. 1-7.

## **КРОСС-ВЕЙВЛЕТ В АНАЛИЗЕ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ**

**Давыдов В.В.**

*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*

## **CROSS –WAVELET IN ANALYZING SOLAR-TERRESTRIAL RELATIONSHIPS**

**Davidov V.V.**

*Pulkovo Astronomical Observatory, Saint Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*Long-term variations of numbers of Wolf and temperatures in separate points of the Earth are considered. Cross wavelet transform allows to reveal areas with significant general energy for compared numbers, their relative phase can be used for acknowledgement of relationships of cause and effect. For temperature in the central England and Wolf's numbers for 220 years areas with significant general energy are in a range of the periods 8-16 years and are steadiest in area 10-12 years. Alternation of phase parities-changes of a relative phase on opposite is found out.*

### **Введение**

В анализе солнечно-земных связей за последние годы важное место заняли вейвлет-методы. Меж тем для установления причинно-следственных связей требуется рассмотрение совместно двух временных рядов. Мы используем методы кросс-вейвлета, реализованные несколько лет назад в рамках программной среды Matlab [1]. Определение взаимной мощности рядов наряду с определением относительной фазы позволяет делать выводы о физическом механизме взаимодействия каких-либо двух нерегулярных процессов.

### **Метод**

Основой анализа нерегулярных временных серий служит непрерывное вейвлет - преобразование Морле, которое даёт хорошую сбалансированность между временной и частотной локализованностью.

Кросс-вейвлетное преобразование описывается как  $W^{XY} = W^X W^{Y*}$ , где \*- комплексное сопряжение, взаимная мощность кросс-вейвлета-  $|W^{XY}|$ , комплексный аргумент  $\arg(W^{XY})$  интерпретируется как локальная относительная фаза между  $x_n$  и  $y_n$  в частотно-временной области, при этом сохранение фазы в некотором диапазоне времени и частот предполагает наличие причинно- следственных связей для рассматриваемых рядов.

## Данные

Рассматривались многолетние данные по числам Вольфа и приземной температуре в центральной Англии за 1772-1993 годы, усреднённые по году. Другой предобработки данных не проводилось.

## Результаты

Результаты представлены на рисунках 1 и 2. На рис. 1 - непрерывное вейвлет преобразование Морле взятых по отдельности рядов. На рис. 2 - кросс-вейвлет этих рядов. COI- конус влияния для учёта краевых эффектов вейвлета. Для рис. 2 взаимная мощность даётся степенью почернения, относительная фаза - стрелками, где стрелка по горизонтали вправо - фаза рядов, стрелка влево - противофаза, перпендикуляр - смещение на 90 градусов.

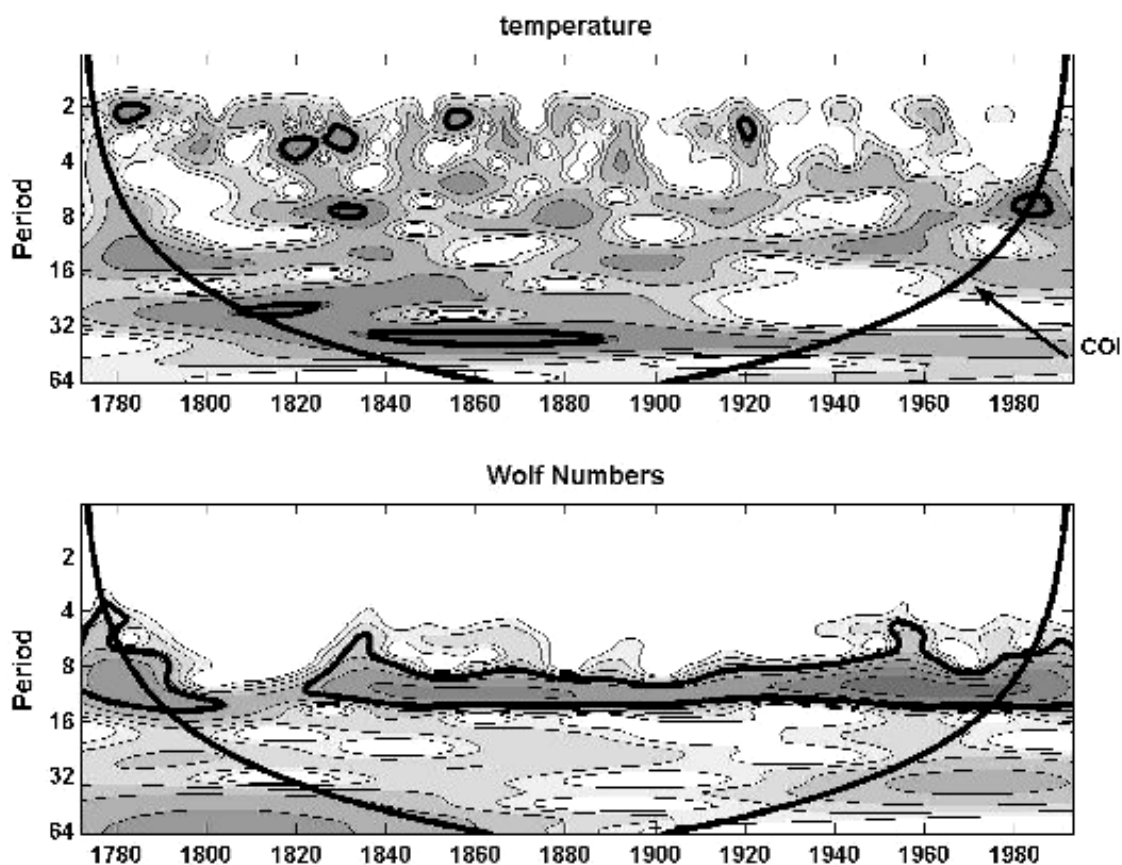


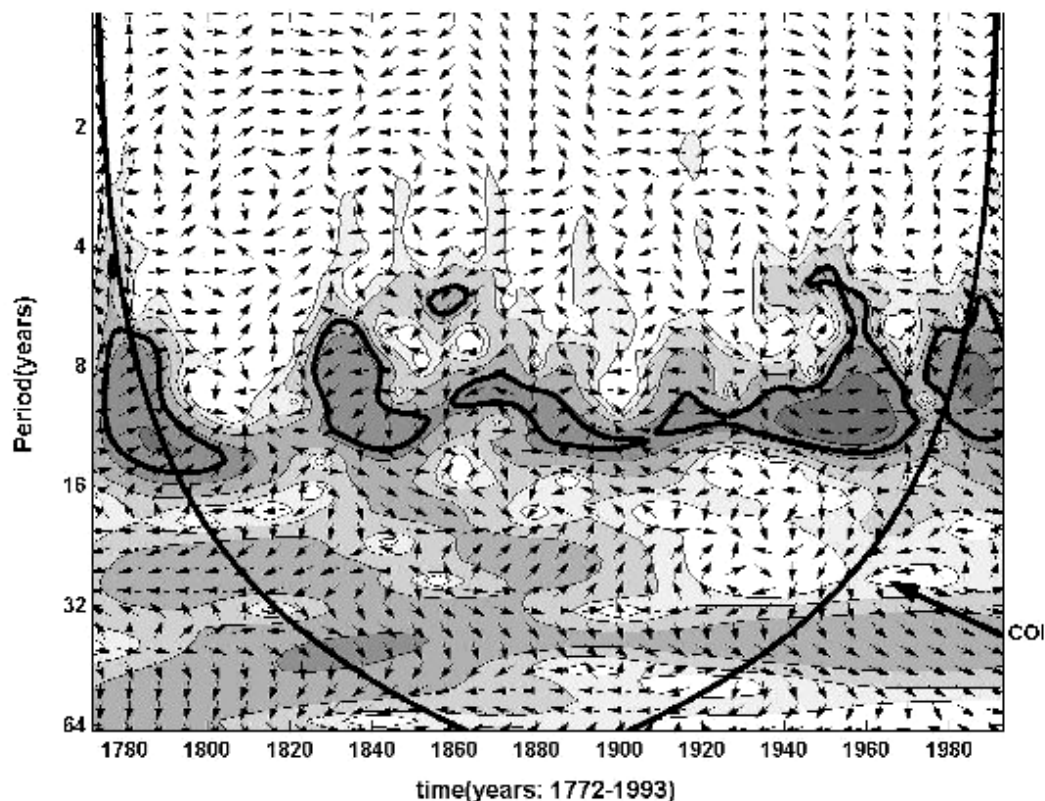
Рис. 1. Вейвлет Морле. Температура в центральной Англии и числа Вольфа, 1772-1993 годы. Усреднение за год.

## Анализ

Видна очевидная выделенность периодов между 8-14 годами для чисел Вольфа, меж тем как для температуры этот диапазон не самый мощный и представляет отдельные особенности (рис.1). Кросс-вейвлет даёт явную выраженность для взаимной энергии в этом диапазоне, при этом фазы в



среднем сохраняют свой угол в местах с максимальной энергией, - мы рассматриваем, прежде всего, эти районы. Также видны те особенности, где и тот, и другой параметр кросс-вейвлета не являются одновременно сильно выраженными. Здесь можно отметить районы около 1810 и 1900 годов -



**Рис. 2.** Кросс-вейвлет. Преобразование Морле: температура в Центральной Англии-числа Вольфа, усреднение за год.

мощность уменьшается, фаза становится перпендикулярной, либо хаотизируется. Годы до 1810 и после 1900 чётко выделены с сохранением фазы и её кратковременным скачком в среднем через 20 лет. 1810-1900 годы обладают большей неустойчивостью. Здесь следует отметить, что годы около 1813 и 1900 являются временем минимумов цикла Глайсберга для чисел Вольфа (максимумы в 1770 и 1851 годах).

### Интерпретация

Для больших интервалов времени в земных параметрах в литературе неоднократно отмечалась неоднозначность проявления солнечной активности - исчезновение причинно-следственных связей, их смена на противоположную (например, приземная температура может расти с активностью солнечного цикла в пятнах, в других случаях температура падает). Представляется, что применение кросс-вейвлетных методов позволяет утверждать:

1. Причинно-следственные связи в солнечно-земных проявлениях действительно меняют свой знак.
2. Видно проявление цикла Глайсберга для параметров земной атмосферы.
3. Смена причинно-следственных связей может вести к предположению, что цикл Глайсберга является частью объемлющего цикла (в 160-180 лет), который проявляется по-разному в земных параметрах в зависимости от его фазы.

### Литература

1. *A. Grinsted, J.C. Moore, and S. Jevrejeva*, Nonlinear Processes in Geophysics (2004) 11: 561–566, Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series.

## **СКОРОСТЬ СПАДА ПОТОКОВ ПРОТОНОВ В СОБЫТИЯХ СКЛ КАК ФУНКЦИЯ ИХ ЭНЕРГИИ**

**Дайбог Е.И.<sup>1</sup>, Логачев Ю.И.<sup>1</sup>, Кечкемети К.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д.В. Скобельцына МГУ*

<sup>2</sup>*Центральный институт физических исследований Венгерской АН*

## **PROTON FLUX RATES IN SOLAR PARTICLE EVENTS AS A FUNCTION OF THEIR ENERGIES**

**Daibog E.I.<sup>1</sup>, Logachev Yu.I.<sup>1</sup>, Kecskemety K.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Moscow State University*

<sup>2</sup>*KFKI Research Institute for Particle and Nuclear Physics, Hungary*

### **Abstract**

*Decay phases of solar proton events in the energy range 1- 48 MeV through the period 1974-2001 are considered. For the events with the exponential shape of decay dependence of characteristic decay time,  $\tau$ , on the particle energy, presented as  $\tau(E) = E^{-n}$ , and dependence of  $n$  on the value of the solar flare heliolongitude are analyzed.*

### **Введение**

Временной профиль потоков частиц в солнечных событиях имеет характерную форму с более или менее быстрым возрастанием, максимумом и гораздо более медленным спадом к довысшечному уровню. Фаза спада события содержит важную информацию о физических процессах, которым подвержены частицы в межпланетном пространстве. Различные механизмы распространения частиц в межпланетном пространстве приводят к разным законам спада их потоков на поздней стадии события. Иногда эта картина может быть представлена в диффузионном приближении. Тогда, в предположении импульсного источника частиц их временной профиль на фазе спада события имеет степенной характер и пропорционален  $(Dt)^{-3/2}$ , где  $t$  – время от момента инжекции частиц,  $D$  - коэффициент диффузии частиц.

Однако, в межпланетном пространстве постоянно присутствует солнечный ветер, обеспечивающий конвективный вынос частиц и их адиабатическое охлаждение, при преобладании которых над диффузией на поздней стадии события потоки спадают по экспоненте  $J \sim e^{-t/\tau}$ , где  $\tau$  - характеристическое время спада:

$$\tau = 3r/2V(2 + \alpha\gamma), \quad (1)$$

здесь  $V$  - скорость солнечного ветра,  $\gamma$  - показатель энергетического спектра частиц,  $r$  - расстояние точки наблюдения от Солнца,  $\alpha \approx 2$  для частиц

нерелятивистской энергии [1,2]. Степенной закон достаточно хорошо выполняется для частиц высокой энергии ( $>100$  МэВ), для частиц меньших энергий ( $< 10$  МэВ) конвективный вынос и адиабатическое охлаждение начинают играть значительно большую роль и спад потоков частиц становится экспоненциальным. В наших предыдущих работах было показано, что в 90% случаев потоки протонов сравнительно низких энергий ( $< 10$  МэВ) имеют экспоненциальный спад, для частиц больших энергий ( $>30-60$  МэВ) экспоненциальный спад наблюдается значительно реже [3].

Мы полагаем, что если спад потоков частиц в солнечном событии в течение длительного времени (порядка суток или более) описывается экспонентой, то ближайшее МП однородно и квазистационарно, что и обеспечивает постоянство  $\tau$ .

Время первого прихода частиц в точку наблюдения так же, как и время возрастания потока до его максимального значения в подавляющем большинстве случаев уменьшается с ростом энергии частиц. Зависимость скорости спада в событиях СКЛ от энергии не столь определена, и наряду с событиями, в которых  $\tau$  уменьшается с увеличением энергии, наблюдаются как случаи с обратной зависимостью  $\tau$  от энергии, так и с  $\tau$ , не зависящим от энергии.

### **Экспериментальные данные и их обсуждение**

Анализ зависимости характеристического времени спада потоков протонов  $\tau$  от их энергии в событиях с экспоненциальными спадами проводился на основе экспериментальных данных, полученных прибором СРМЕ на спутнике Земли IMP-8 за период с 1974 по 2001 гг. Были использованы данные за весь этот период, несмотря на то, что некоторую часть времени к.а. IMP-8 находился внутри магнитосферы Земли. Это представляется вполне допустимым, так как протоны с энергией  $> 1$  МэВ внутри магнитосферы на магнитных оболочках с  $L > 10$  в точности повторяют потоки таких же протонов вне магнитосферы Земли, а орбита спутника IMP-8 нигде не приближалась к Земле ближе, чем на 20 радиусов Земли [4]. На этих расстояниях магнитосфера Земли не является препятствием даже для частиц меньших энергий.

Были использованы каналы регистрации протонов с энергиями 2-4.6, 4.6-15, 15-25 и 25-48 МэВ. За весь период 1974-2001 гг. было выделено 642 экспоненциальных спада, для каждого из которых были определены характеристические времена спада  $\tau$  протонов тех энергий, для которых потоки были достаточно велики. Большая часть спадов относилась к событиям с небольшими потоками частиц и для них значения  $\tau$  были получены только для низкоэнергичных каналов. Число событий с большими потоками частиц, позволявшими исследовать высокоэнергичные каналы, составило 147, что вполне достаточно для проведения статистического анализа различных энергетических зависимостей.

Для изучения зависимости  $\tau$  от энергии протонов из полного числа имеющихся в распоряжении авторов событий с экспоненциальными спадами были отобраны те, для которых оказалось возможным определить характеристическое время спада  $\tau$  для протонов с энергией 25-48 МэВ, т.е. для достаточно крупных событий, ибо в событиях малой мощности протонов с энергией  $>25$  МэВ или вообще нет или их поток столь слаб, что определить характеристическое время спада не представляется возможным (обычно это события с потоками протонов в канале 4,6-15 МэВ меньше или порядка 1 частиц/см<sup>2</sup> с ср МэВ). Для всех 147 было определено значение  $n$  из предполагавшейся зависимости  $\tau = CE^{-n}$ , где  $E$  кинетическая энергия протонов. На рис.1 приведено распределение значений  $n$  для всех рассмотренных событий, которое можно рассматривать как состоящее из трех

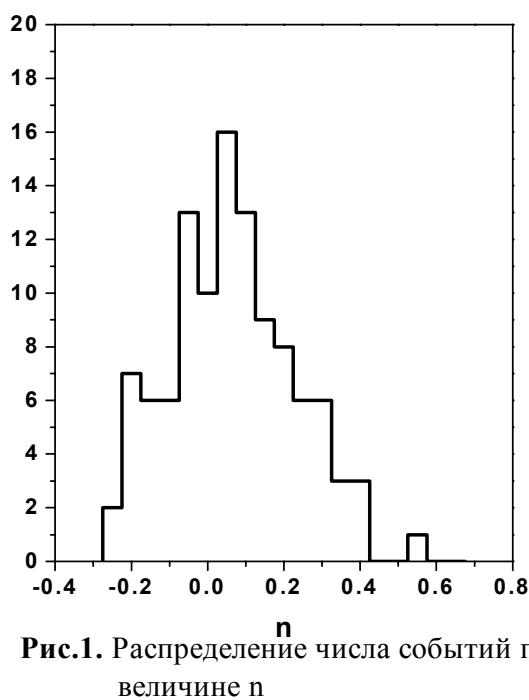


Рис.1. Распределение числа событий по величине  $n$

различных групп: а) отсутствия зависимости  $\tau$  от энергии протонов ( $-0.1 < n < 0.1$ ) – 54 события, б) уменьшения  $\tau$  с энергией, ( $n > 0.1$ ) – 72 события и в) возрастание  $\tau$  с энергией, ( $n < -0.1$ ) – 21 событие. В первом случае спектр протонов не меняется со временем в течение спада, во втором случае спектр смягчается, в последнем – становится более жестким. Таким образом, видно, что в преобладающем числе случаев характеристическое время спада  $\tau$  или не зависит от энергии частиц, или падает с ее увеличением.

Хотя задача исследования энергетической зависимости характеристического времени спада  $\tau$  ранее никем не рассматривалась, фактически существование спадов с  $\tau$ , не зависящим от энергии частиц, отмечалось и ранее [5,6] в так называемых инвариантных событиях, когда после прохождения ударной волны, инициированной корональными выбросами вещества (СМЕ) характеристики возмущенности межпланетного магнитного поля обеспечивали одинаковые скорости спадов потоков протонов разных энергий в различных, достаточно широко разнесенных точках пространства. Этот анализ был проведен, к сожалению, лишь для нескольких избранных событий, большинство из которых, по-видимому, было связано с захватом ускоренных частиц между фронтом ударной волны, ассоциированной с СМЕ, и сильными магнитными полями на Солнце. Строго говоря, фаза спада в этом случае скорее должна описываться, как и в диффузионной модели, степенной, а не экспоненциальной зависимостью.

Для диффузионных событий скорость спада потоков существенно зависит от энергии: чем выше энергия частиц, тем быстрее спадает их поток, так как плотность частиц после максимума в этом случае пропорциональна  $(Dt)^{-3/2}$ , а коэффициент диффузии частиц  $D = \lambda v/3$  ( $\lambda$  - пробег частицы при рассеянии на неоднородностях магнитного поля,  $v$  - скорость частицы) возрастает с энергией. В то же время, так как экспоненциальный спад скорее свидетельствует о том, что главная роль принадлежит не диффузии, а конвективному выносу частиц и их адиабатическому охлаждению, мы могли бы в случае всех экспоненциальных спадов ожидать согласно (1) независимости  $\tau$  от энергии. Следует заметить, однако, что конвективный вынос и адиабатическое охлаждение принципиально невозможны без диффузии, поскольку в отсутствие рассеяния не может быть захвата частиц солнечным ветром. Поэтому диффузия, даже при превалировании процессов конвекции и адиабатического охлаждения, всегда играет определенную роль при распространении частиц в межпланетном пространстве.

Особенно неожиданным оказалось наличие группы событий с отрицательными значениями  $n$ . В этой группе рост  $\tau$  с энергией частиц наблюдается практически для всех значений  $\tau$ : от  $5 < \tau < 30$  часов. Это значит, что отрицательные значения  $n$  не являются следствием неопределенностей, связанных с измерениями (например, повышенные значения фоновых потоков) и говорит о том, что существуют события с экспоненциальными спадами, в которых либо действуют дополнительные механизмы, не учтенные пока существующими теориями распространения частиц в межпланетном пространстве, либо такие спады формируются совокупным воздействием параметров МП с соответствующей зависимостью от энергии.

Из 147 событий, для которых определено значение  $n$ , 104 удалось привязать к вспышкам - источникам частиц на солнце. В [7] подробно рассмотрена зависимость  $\tau$  для протонов энергии  $> 4$  МэВ от гелиодолготы вспышки и показано, что если основание магнитной силовой линии наблюдателя расположено восточнее местоположения вспышки, то статистически существует тенденция к убыванию как  $\tau$ , так и показателя энергетического спектра частиц  $\gamma$  с ростом углового расстояния между вспышкой и точкой наблюдения, что является отражением влияния вращения Солнца. Имевшиеся в нашем распоряжении данные позволяют исследовать вопрос о зависимости  $\tau$  от гелиодолготы вспышки для частиц разных энергий и, соответственно, о поведении показателя степени  $n$ , характеризующего зависимость  $\tau$  от энергии протонов из закона  $\tau = CE^{-n}$ , при изменении гелиодолготы вспышки - источника частиц. Из рис. 2, на котором приведена зависимость  $n$  от гелиодолготы вспышки, следует, что статистически зависимости  $n$  от гелиодолготы вспышки нет, что говорит о том, что поперечное распространение частиц (корональное или межпланетное) мало сказывается на энергетических характеристиках скорости спада интенсивности солнечных событий.



Рис.2. Зависимость  $n$  от гелиодолготы вспышки

### Заключение

Фаза спада потоков частиц несет значительную информацию о состоянии межпланетной среды. Совокупность солнечных событий по данным прибора SRME на IMP 8 за период почти три цикла солнечной активности, позволяет судить о зависимости характеристического времени спада от энергии частиц. Проведенный анализ показал, что

- 1) Распределение показателя степени  $n$  в зависимости  $\tau = CE^{-n}$  позволяет разделить все солнечные события в энергичных частицах на три группы:
  - а)  $\tau$  не зависит от энергии протонов ( $-0.1 < n < 0.1$ ) - 54 события;
  - б)  $\tau$  уменьшается с энергией протонов ( $n > 0.1$ ) - 72 события;
  - в) относительно небольшая группа событий с  $\tau$ , возрастающим с увеличением энергии протонов, ( $n < -0.1$ ) - 21 событие.

В первом случае спектр протонов не меняется в течение события, во втором случае спектр смягчается, в последнем – становится более жестким. Таким образом, в преобладающем числе случаев скорость спада  $\tau$  или не зависит от энергии частиц или падает с ее увеличением. События с ужесточающимся в течение фазы спада спектром должны стать предметом специального изучения.

- 2) Показатель степени  $n$ , в зависимости  $\tau = CE^{-n}$ , статистически не зависит от гелиодолготы вспышки - источника частиц на Солнце. Совместно с полученным в [7] результатом о статистической независимости характеристического времени спада интенсивности  $\tau$  для событий, ассоциированных с восточными относительно наблюдателя вспышками от их гелиодолготы, это свидетельствует о том, что статистически условия распространения частиц до 1 а.е. не зависят от гелиодолготы вспышки относительно точки наблюдения, и следовательно существуют периоды, когда совокупность значений параметров МП во внутренней гелиосфере делает его однородным и квазистационарным на значительных угловых расстояниях.

### Благодарности

Работа поддержана грантом International Space Science Institute (ISSI, Bern, Switzerland) и грантом РФФИ 05-02-17096. Данные прибора CPME аппарата IMP-8 по потокам протонов были взяты с web-сайта этого прибора.

### Литература

1. **Forman M.A.**, The equilibrium anisotropy in the flux of 10-MeV solar flare particles and their convection in the solar wind, *J. Geophys. Res.*, 75, 3147, 1970
2. **Jokipii, J.R.**, Propagation of solar cosmic rays in the solar wind, in: *Solar Activity Observations and Predictions*, P.S. McIntosh and M. Dryer (Eds.), MIT press, 1972.
3. **Дайбог Е.И., Кейлер С., Кечкемети К., Логачев Ю.И.**, Статистические характеристики спадов потоков частиц в солнечных протонных событиях за длительный период (1974-2001гг.), *Изв. РАН*, т.67, № 4, с.482, 2003.
4. **Paularena K.I., King J.H.**, NASA's IMP-8 Spacecraft, in "Interball in the ISTP Programm" by Sibeck D.G. and Kudela K. (eds.), p. 145-154, 1999
5. **Reames, D.V., L.M. Barbier, C.K. Ng**, The spatial distribution of particles accelerated by coronal mass ejection driven shocks, *Astrophys. J.*, 466, 473, 1996.
6. **Daibog E.I., Kahler S.W., Stolpovskii V.G. et al.**, Invariant spectral characteristics of the decay phases of energetic electron intensities in solar particle events. *Adv. Space Res.*, 2000, 26, 871.
7. **Дайбог Е.И., Логачев Ю.И., Кечкемети К.**, Характеристики фазы спада потоков протонов в солнечных событиях как функция гелиодолготы наблюдателя, *Космические исследования*, в печати.



## **ПРОБЛЕМЫ СОГЛАСОВАНИЯ ДАННЫХ ПО СОЛНЕЧНОМУ ВЕТРУ В БАЗАХ ДАННЫХ OMNI И OMNI-2**

**Дмитриев А.В.<sup>1,2</sup>, Веселовский И.С.<sup>1,3</sup>, Яковчук О.С.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва*

<sup>2</sup>*Институт космических наук, Центральный национальный университет,  
Тайвань*

<sup>3</sup>*Институт космических исследований РАН*

## **INCONSISTENCY IN THE SOLAR WIND PARAMETERS BETWEEN DATA SETS OMNI AND OMNI-2**

**Dmitriev A.V.<sup>1,2</sup>, Veselovsky I.S.<sup>1,3</sup>, Yakovchouk O.S.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Nuclear Physics, Moscow State University*

<sup>2</sup>*Institute of Space Science, National Central University, Chung-Li, 320, Taiwan*

<sup>3</sup>*Space Research Institute (IKI), Russian Academy of Sciences*

### **Abstract**

*We compared long-lasting variations of key parameters of the solar wind (SW) plasma and interplanetary magnetic field (IMF) from databases OMNI and OMNI-2. There are following main differences in the OMNI-2 compilation as compared with the previous OMNI version: predominant incorporation of the ACE data and re-calibration of the OMNI data on the SW plasma since 1971[1]. Time profiles of the SW velocity and IMF are very close in the both databases. Due to the re-calibration in the OMNI-2 the SW density and temperature have similar variations but their absolute values, respectively, decreases and increases up to 50%. Most differences were revealed since 1999. According to the OMNI, the SW plasma density slightly increases in the maximum of the current solar cycle in 2000-2001 that is in good agreement with the density dynamics in the previous three solar cycles. On the other hand, the OMNI-2 does not demonstrate any prominent increase of the SW density in 2000-2001. Moreover, during the declining phase of the current cycle in 2002-2004 the density from OMNI-2 decreases dramatically from  $\sim 4.5$  to  $3 \text{ cm}^{-3}$ . Such a pattern is completely different from the SW density behavior during the last three solar cycles, which are similar in the OMNI and OMNI-2. Namely, the SW density seems to increase significantly at declining phases of the solar cycles 20-22 according to early studies. We discuss possible causes of the described inconsistencies in both data sets and caution their uncritical use.*

### **Введение**

Базы данных (БД) OMNI и OMNI-2 (<http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb/>) содержат информацию о среднечасовых значениях ключевых параметров солнечной активности, межпланетной среды и геомагнитной возмущенности с 1964 г. Одними из наиболее проблематичных и одновременно широко используемых данных в этих БД являются условия в межпланетной среде. В течение более чем 40 лет для пополнения данных по плазме сол-

нечного ветра (СВ) и межпланетному магнитному полю (ММП) использовались измерения 20 различных космических аппаратов (КА). В такой ситуации их аккуратная взаимная калибровка приобретает особую важность.

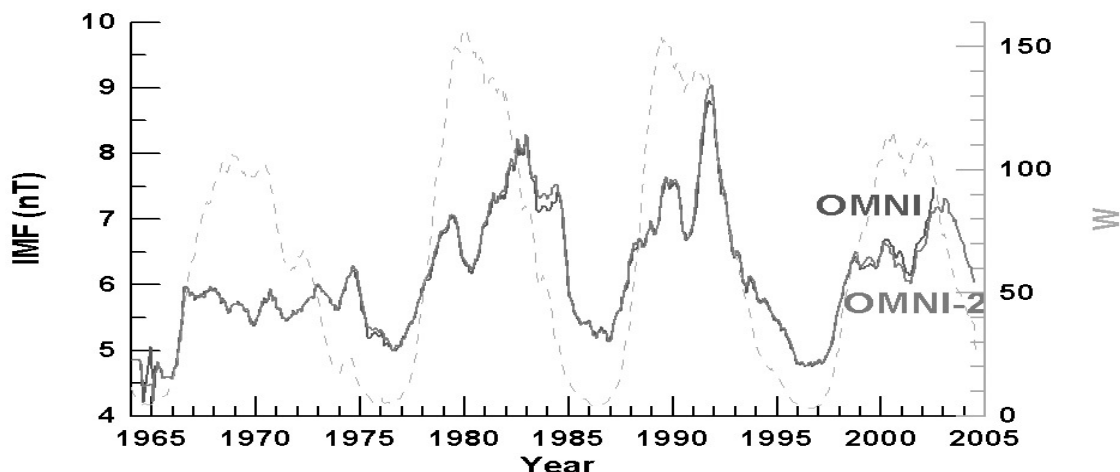
В период с 1973 по 1995 гг. основная масса данных по межпланетной среде была получена с аппарата IMP 8. С 1995 г. БД OMNI и OMNI-2 начинают использовать данные с КА Wind и ACE.

Кросс-корреляционный анализ данных по плазме солнечного ветра и межпланетного магнитного поля (ММП), полученных на КА IMP-8, ISEE 1, ISEE 3, Wind, Interball [2, 3] показывает, что магнитные данные, полученные на двух различных аппаратах, в целом коррелируют лучше ( $r \sim 0.8$ ), чем плазменные ( $r \sim 0.7$ ). Тем не менее, проблема взаимной калибровки для различных КА пока еще не решена однозначно и требует дальнейшего пристального рассмотрения и аккуратного решения.

### Сравнительный анализ

В данной работе мы используем скользящие по 27 дней среднегодовые значения таких ключевых параметров межпланетной среды как напряженность ММП, скорость, плотность и температура плазмы СВ, которые получены из их среднечасовых величин, приведенных в БД OMNI и OMNI-2 в период с 1964 по 2002г и 2004г, соответственно. Сглаженные временные профили соответствующих межпланетных параметров из OMNI и OMNI-2 сравниваются на Рис. 1-4. Там же представлена динамика индекса солнечной активности – числа Вольфа W.

Временные профили напряженности ММП представлены на Рис. 1.

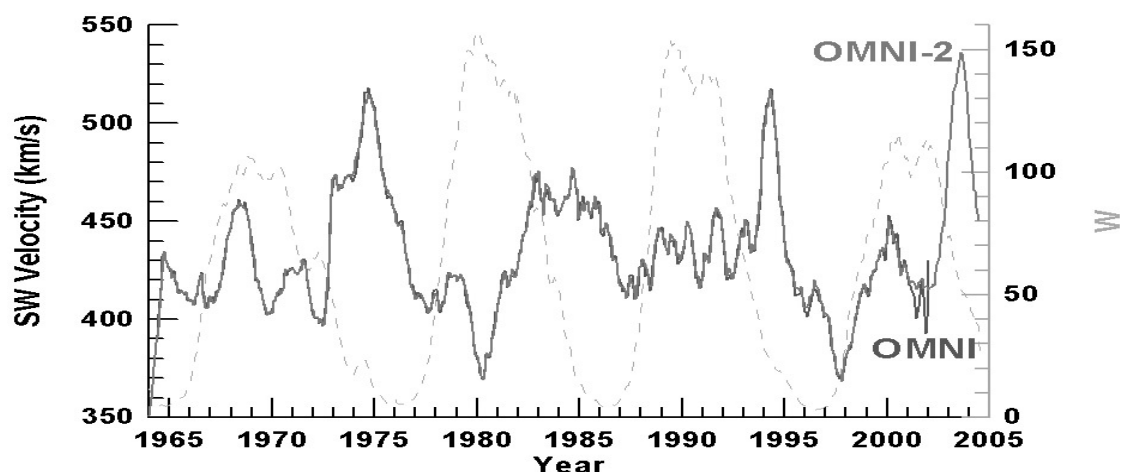


**Рис. 1.** Солнечно-циклические вариации напряженности ММП по данным OMNI (верхняя кривая) и OMNI-2 (нижняя кривая). Число Вольфа (правая шкала) показано пунктирной линией. Хорошо видно, что среднегодовое ММП достигает своих максимальных значений на фазе спада солнечного цикла.

ММП достаточно хорошо варьирует с солнечным циклом. Оно минимально в минимуме цикла и достигает максимума на фазе спада цикла. Данные по ММП из OMNI и OMNI-2 практически совпадают. Исключение

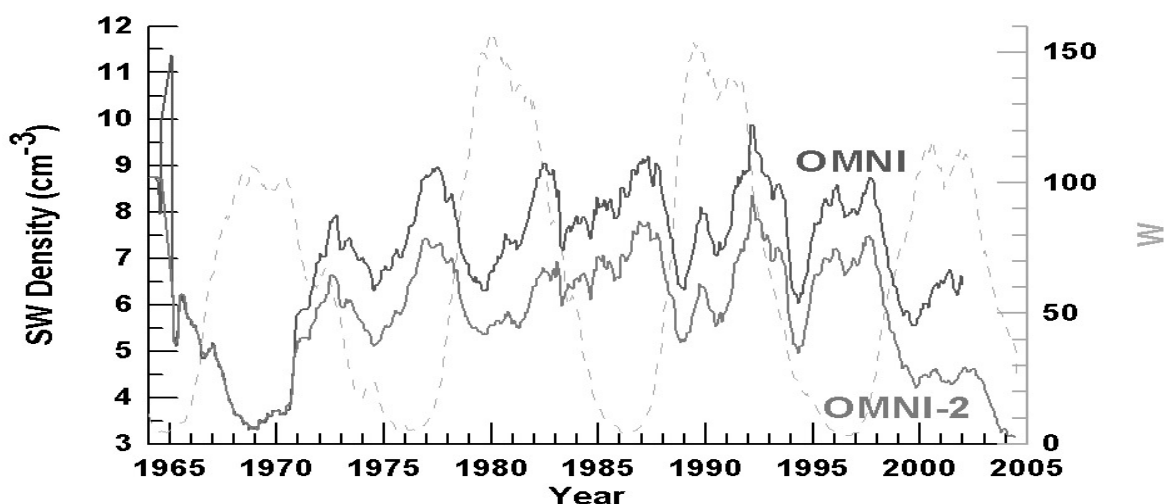
составляет период после 1999 г., когда OMNI-2 дает систематически заниженную на доли нанотесла напряженность ММП по сравнению с OMNI.

Динамика скорости СВ, показанная на Рис. 2, практически идентична в OMNI и OMNI-2. Небольшое отличие имеется только в 2001г, когда отрицательные вариации скорости по OMNI превышают OMNI-2 на несколько десятков км/с. Во временном профиле скорости солнечный цикл также довольно хорошо заметен. Максимум скорости наблюдается на фазе спада солнечной активности и несколько опережает максимум в ММП.



**Рис. 2.** Солнечно-циклические вариации скорости солнечного ветра по данным OMNI (нижняя кривая) и OMNI-2 (верхняя кривая). Число Вольфа (правая шкала) показано пунктирной линией. Хорошо видно, что среднегодовая скорость достигает своих максимальных значений на фазе спада солнечного цикла.

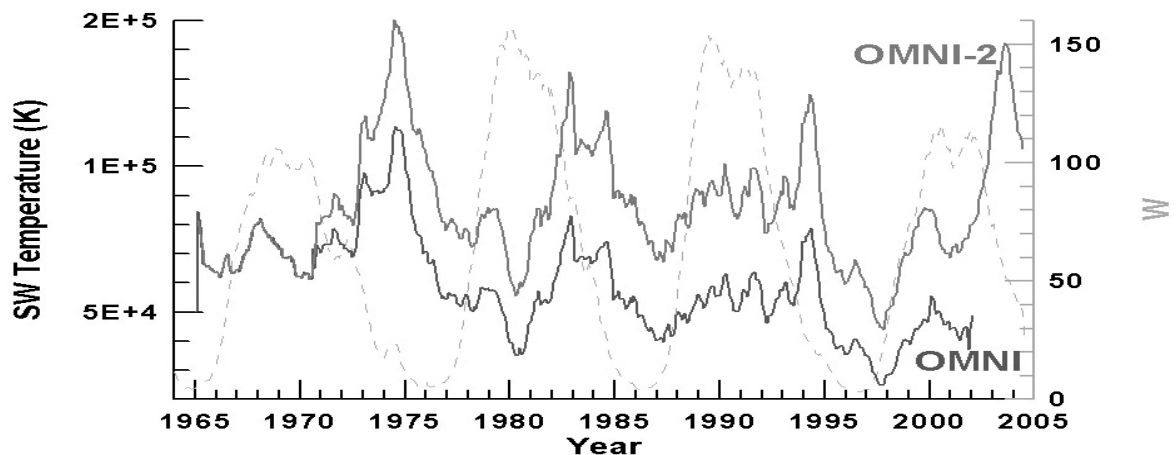
На Рис. 3 представлена динамика плотности СВ. Хорошо видно, что после 1970г плотность по OMNI-2 систематически ниже, чем в OMNI.



**Рис. 3.** Солнечно-циклические вариации плотности солнечного ветра по данным OMNI (верхняя кривая) и OMNI-2 (нижняя кривая). Число Вольфа (правая шкала) показано пунктирной линией. Хорошо видно, что в 20-22-м солнечных циклах среднегодовая плотность достигала локальных максимумов в начале фазы роста и спада цикла.

Наибольшая разница, достигающая 50%, наблюдается в период с 1999г. Однако, вариации плотности по OMNI и OMNI-2 очень близки. В солнечном цикле плотность минимальна в максимуме солнечной активности. При этом формируются два достаточно выраженных пика плотности: в минимуме - начале фазы роста и в начале фазы спада цикла. В среднем можно отметить антикорреляцию между солнечно-циклическими вариациями плотности и скорости СВ.

Динамика температуры СВ показана на Рис. 4. После 1970г температура по OMNI-2 систематически выше, чем в OMNI. В среднем разница составляет ~50%, однако на фазах спада 21 цикла (1982-1984гг.) и 22 цикла (1992-1995гг) она достигает 100%.



**Рис. 4.** Солнечно-циклические вариации температуры солнечного ветра по данным OMNI (нижняя кривая) и OMNI-2 (верхняя кривая). Число Вольфа (правая шкала) показано пунктирной линией. Хорошо видно, что среднегодовая температура достигает своих максимальных значений на фазе спада солнечного цикла.

Кроме того, в максимуме текущего 23 цикла (2000-2001 гг.) эта разница также близка 100%. При этом вариации температуры по OMNI и OMNI-2 очень близки. Среднегодовая температура достигает максимальных значений на фазе спада солнечного цикла. В среднем можно отметить неплохую корреляцию между солнечно-циклическими вариациями температуры и скорости СВ.

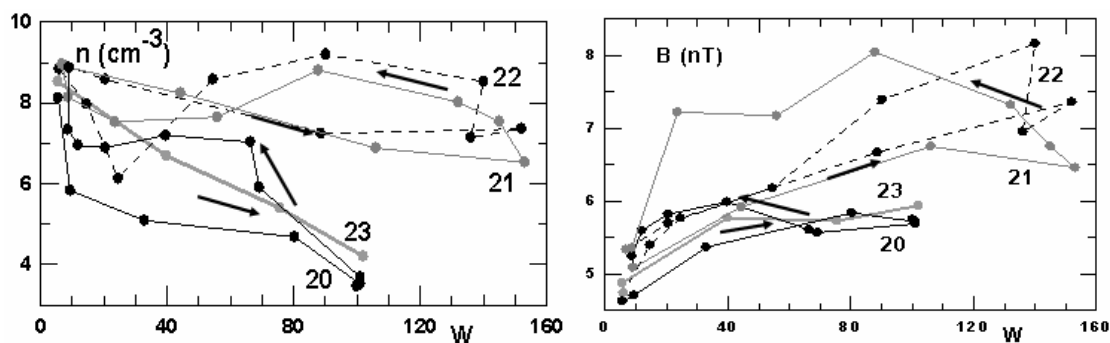
Таким образом, данные по ключевым межпланетным параметрам в БД OMNI и OMNI-2 существенно не совпадают. Отличия состоят в следующем: 1) Систематический сдвиг временных профилей из OMNI-2, 2) Возрастание разницы между OMNI и OMNI-2 в текущем 23 солнечном цикле, начиная с 2000 г.

### Обсуждение

Проблема систематического сдвига временных профилей плотности и температуры СВ в БД OMNI-2 относительно OMNI может быть связана с перекалибровкой плазменных данных с КА IMP. Например, с привязкой их к данным КА Wind.

Необходимо заметить, что сильно вытянутая орбита КА Wind и низкая устойчивость его плазменных и магнитных детекторов к потокам солнечных космических лучей [4] требуют осторожности в использовании данных этого КА. Поэтому при такого рода калибровке не исключена вероятность появления систематических ошибок, особенно, когда один КА, например Wind, находится на большом удалении от Земли, а другой, например IMP, в ее непосредственной близости.

Одним из критериев оценки надежности межпланетных данных можно предложить их солнечно-циклическую вариацию (рис. 5).



**Рис. 5.** Гистерезис в солнечно-циклической динамике плотности СВ (график слева) и напряженности ММП (график справа). Стрелками указаны направление развития цикла: стрелки вправо - фазы роста, влево - фазы спада солнечной активности. Видно, что максимальные среднегодовые значения параметров наблюдаются на фазе спада [6].

Основным ее свойством является гистерезис в динамике ключевых межпланетных параметров [5]. А именно, они достигают своих максимальных значений на фазе спада цикла. Таким образом, для одного и того же числа Вольфа  $W$  значения межпланетных параметров на фазе роста цикла оказываются меньше, чем на фазе спада.

Этот эффект имеет прозрачный физический смысл. Фаза спада солнечного цикла характеризуется стабильной секторной структурой межпланетной среды, включающей в себя быстрый и горячий солнечный ветер из крупномасштабных корональных дыр, медленный ветер из корональных стримеров и достаточно протяженные коротирующие области взаимодействия между ними. Последние заполнены сжатой плазмой, характеризующейся относительно высокими плотностью, температурой и магнитным полем.

По данным OMNI-2 в текущем 23 цикле такая картина действительно наблюдается для ММП, скорости и температуры СВ. Однако максимум плотности плазмы СВ отсутствует. Более того, вместо него наблюдается глубокий минимум в 2003-2004 гг., когда в OMNI-2 используются главным образом данные с КА ACE. В соответствии с эффектом гистерезиса и с учетом того, что на фазе роста текущего цикла в 1997 г. максимальная среднегодовая плотность по OMNI-2 составила  $\sim 7 \text{ см}^{-3}$ , плотность СВ на фазе спада должна быть близка к этой величине, или даже больше.

Более того, текущий цикл во всех своих проявлениях очень близок к 20 циклу [6], на фазе спада которого среднегодовая плотность СВ достигала  $6 \text{ см}^{-3}$  и выше. Таким образом, на фазе спада текущего 23 цикла следовало бы ожидать среднегодовой плотности СВ  $> 6 \text{ см}^{-3}$ , но не  $3 \text{ см}^{-3}$ , как дает OMNI-2.

Такие существенные расхождения могут быть связаны с двумя обстоятельствами. С одной стороны, не исключено систематическое занижение плотности плазменным детектором на КА ACE, связанное, например, с эффектом старения прибора особенно в период 2003-2004 гг. На это указывает увеличение различий между БД OMNI и OMNI-2 в текущем 23 солнечном цикле. С другой стороны, не исключена «аномальная» динамика плотности на фазе спада текущего цикла. Для выяснения природы аномально низкой плотности в 23 солнечном цикле необходимы дальнейшие исследования с привлечением плазменных данных других КА, таких как Wind и Geotail.

### Заключение

Сравнительный анализ основных параметров плазмы солнечного ветра и ММП из баз данных OMNI и ее новой версии OMNI-2 показал следующее: 1) Достаточно хорошее совпадение напряженности ММП и скорости солнечного ветра, 2) Систематическое занижение плотности и завышение температуры СВ в БД OMNI-2 на несколько десятков процентов, что связано с перекалибровкой данных, полученных с аппаратов IMP в период с 1971 г. 3) В OMNI-2 имеет место систематически низкая плотность СВ, особенно в период 2003-2004 гг. Данный факт вызывает сомнения в достоверности плазменных данных КА ACE, используемых в БД OMNI-2 начиная с 1999 г.

### Литература

1. **King J.H. and Papitashvili N.E.** Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data // J. Geophys. Res. 110. A02209. 10.1029/2004JA010649. 2005.
2. **Richardson J. D. and Paularena K.,** Plasma and Magnetic Field Correlations in the Solar Wind // J. Geophys. Res. 106. 239. 2001.
3. **Riazantseva M.O., Dalin P.A., Dmitriev A.V., Orlov Yu.V., Paularena K.I., Richardson J.D. and Zastenker G.N.** A multifactor analysis of parameters controlling solar wind ion flux correlations using an artificial neural network technique // JASTP. 64. 5-6. 657-660. 2002.
4. **Dmitriev A.V., Chao J.K., Yang Y.H., Lin C.-H., and Wu D.J, Possible Sources of the Difference Dmitriev A., Chao J.-K., Suvorova A., Ackerson K., Ishisaka K., Kasaba Y., Kojima H., Matsumoto H.,** Indirect estimation of the solar wind conditions in 29-31 October 2003. // J. Geophys. Res. 2005 (accepted).
5. **Dmitriev A.V., A.V. Suvorova, and Veselovsky I.S.** Expected hysteresis of the 23-rd solar cycle in the heliosphere. // Adv. Space Res. 29(3). 475-479. 2002.
6. **Dmitriev A.V., Veselovsky I.S. and Suvorova A.V.** Comparison of heliospheric conditions near the Earth during four recent solar maxima. // Adv. Space Res., 2005 (in press).

## **ЗАВИСИМОСТЬ МЕЖДУ АЗИМУТАЛЬНЫМ УГЛОМ ММП И СКОРОСТЬЮ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ДЛЯ РАЗНЫХ ТИПОВ ПОТОКОВ И РАЗНЫХ ФАЗ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА**

**Ерофеев Д.В.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория*

## **THE RELATIONSHIP BETWEEN AZIMUTHAL ANGLE OF IMF AND SOLAR WIND SPEED FOR DIFFERENT TYPES OF FLOWS AT DIFFERENT PHASES OF SOLAR CYCLE**

**Erofeev D.V.**

*Ussuriysk Astrophysical Observatory*

### **Abstract**

*The relationship between azimuthal angle of IMF and solar wind speed is investigated by using the OMNI data set spanning 1964-1996. The data concerning different types of solar wind flows (low-speed wind, corotating and flare-generated high-speed streams) are analyzed separately. The flows of the three types exhibit linear relationships between cotangent of azimuthal angle of IMF and flow velocity, in qualitative agreement with Parker's theory. However, the azimuthal angles systematically exceed those predicted by the theory. Analysis shows that such a disagreement is caused by disturbances of IMF occurring on the time scale of order of hours.*

*The relationship between the IMF azimuthal angle and wind speed is found to vary in the course of solar cycle, which shows that period of rotation of the sources of the solar wind increases up to 29-30 days at the minimum phase of the cycle. This evidences that the wind streams observed during the cycle minima near the Earth originate in the polar zones of the Sun.*

### **Введение**

Гидродинамическая теория стационарного солнечного ветра (СВ) предсказывает простую функциональную зависимость азимутального угла ММП,  $A$ , от скорости течения  $V$  и периода вращения Солнца  $P$ :

$$\operatorname{ctg} A = \frac{P}{2\pi r \cos f} V, \quad (1)$$

где  $r$  – гелиоцентрическое расстояние,  $f$  – гелиоширота. При анализе экспериментальных данных [1–4] было обнаружено заметное систематическое отклонение среднего азимутального угла ММП от теоретического значения, которое, возможно, объясняется неоднородностью СВ и присутствием нестационарных течений [4].

В настоящей работе исследуется зависимость между азимутальным углом ММП и скоростью СВ по данным измерений ИСЗ за 1964–96 гг. Большая величина выборки дает возможность рассмотреть разные типы

потоков СВ по отдельности и оценить эффект мелкомасштабных флуктуаций ММП.

### 1. Данные и метод анализа

Среднесуточные значения компонент ММП и скорости солнечного ветра взяты с сайта NSSDC OMNI, данные приведены в солнечно-экваториальную систему отсчёта (GSEQ). Для разделения данных о СВ по типам потоков использовались каталоги высокоскоростных потоков (ВП), опубликованные в [5–7]. Это позволило разделить исходные данные на три типа: “спокойный” ветер, куда отнесены данные за те дни, когда высокоскоростные потоки не наблюдались, ВП рекуррентного и транзиентного типов.

Значения котангенса азимутального угла ММП находились в виде коэффициента линейной регрессии по соответствующей двумерной выборке компонент ММП  $V_x$  и  $V_y$ . Поскольку случайные флуктуации  $V_x$  и  $V_y$  имеют довольно большие и сравнимые по величине флуктуации, для расчёта применялся “метод перпендикулярных расстояний”, дающий несмещённую оценку коэффициента наклона аппроксимирующей прямой.

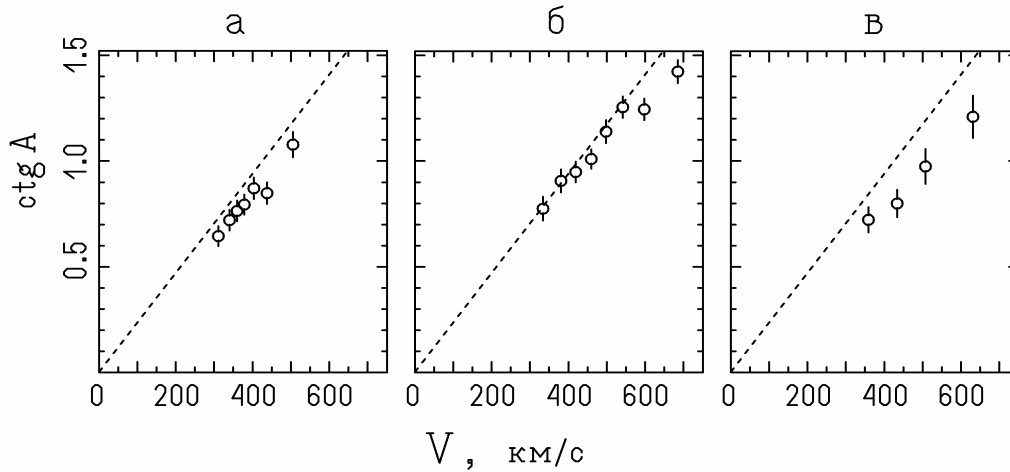
### 2. Зависимость между $\text{ctg}A$ и $V$ для разных типов потоков

На рис.1 показаны зависимости между котангенсом азимутального угла ММП и скоростью солнечного ветра для трех типов потоков. Поскольку имеются особенности в периоды минимумов 11-летнего цикла (см. раздел 5), графики рис.1 получены после исключения данных, относящихся к годам минимумов активности (1965, 1976, 1986 и 1996).

В случае “спокойного” СВ (рис.1а) зависимость между  $\text{ctg}A$  и  $V$  хорошо аппроксимируется линейной функцией, которая, однако, лежит ниже прямой, заданной уравнением (1) при  $P = 25.4$  сут (это период вращения фотосферы на экваторе Солнца). В среднем различие между экспериментальными и теоретическими значениями  $\text{ctg}A$  составляет около 10%.

У рекуррентных высокоскоростных потоков (рис.1б) значения  $\text{ctg}A$  несколько больше, чем у “спокойного” ветра, но всё же в среднем на 5% ниже, чем следует из соотношения (1) при  $P = 25.4$  сут. При самых больших скоростях  $V > 600$  км/с соотношение между  $\text{ctg}A$  и  $V$  показывает небольшое отклонение от линейной зависимости. Кроме того, обнаружено, что азимутальные углы ММП у лидирующих и хвостовых частей рекуррентных ВП систематически различаются на 2–3°, причем у лидирующих частей угол больше, так что силовые линии ММП в теле потоков оказываются сверхрадиально расходящимися.





**Рис.1.** Зависимости между котангенсом азимутального угла ММП и скоростью солнечного ветра, **(а)** - для «спокойного» ветра, **(б)** и **(в)** – для рекуррентных и транзитных высокоскоростных потоков соответственно. Пунктирной линией показана теоретическая зависимость (1) для сидерического периода вращения  $P = 25.4$  сут.

Высокоскоростные потоки СВ транзитного типа нельзя отнести к квазистационарным течениям. Тем не менее, при достаточном статистическом усреднении зависимость между  $\text{ctg}A$  и  $V$  у них также оказывается приблизительно линейной (см. рис.1в), хотя отклонение от теоретической зависимости (1) достигает 18%.

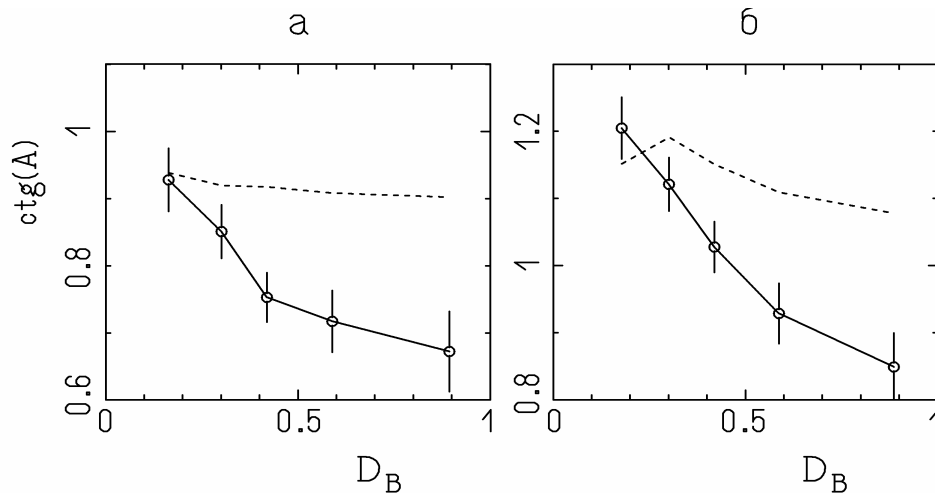
### 3. Влияние мелкомасштабных неоднородностей ММП на средний азимутальный угол

Как уже отмечалось, возможной причиной систематического отклонения азимутальных углов ММП от теоретических значений являются возмущения ММП на малых временных и/или пространственных масштабах. Ранее это было показано в отношении сильно нестационарных потоков, содержащих ударные волны и магнитные облака [4].

В качестве меры возмущенности ММП на масштабах порядка часа удобно взять безразмерный коэффициент вариации вектора магнитного поля

$$D_B = \frac{\sqrt{\delta B_x^2 + \delta B_y^2 + \delta B_z^2}}{|B|}, \quad (2)$$

где  $\delta B_k$  – среднеквадратичные отклонения компонент ММП, рассчитанные для каждых суток по часовым значениям напряженности поля. Средние значения  $\text{ctg}A$  в зависимости от коэффициента вариации ММП показаны на рис.2. Там же приведены  $\text{ctg}A$ , рассчитанные по формуле (1) и средним значениям скорости СВ для соответствующих интервалов коэффициента вариации (так как возмущенность ММП и скорость ветра у квазистационарных потоков отрицательно коррелируют, теоретические значения  $\text{ctg}A$



**Рис.2.** Котангенс азимутального угла в зависимости от коэффициента вариации вектора ММП (пунктир – значения, рассчитанные по формуле (1)); **(а)** – для «спокойного» ветра, **(б)** – для рекуррентных высокоскоростных потоков.

получаются слабо зависящими от  $D_B$ ). Как можно видеть на рис.2, при слабой возмущенности ММП ( $D_B < 0.2$ ) значения  $\text{ctg}A$  в пределах ошибок совпадают с оценками по формуле (1), но с ростом  $D_B$  появляется прогрессирующее различие между экспериментальными и теоретическими значениями. Это различие ведет себя приблизительно одинаковым образом в случаях «спокойного» ветра и рекуррентных ВП.

#### 4. Изменение среднего периода вращения источников ММП в ходе солнечного цикла

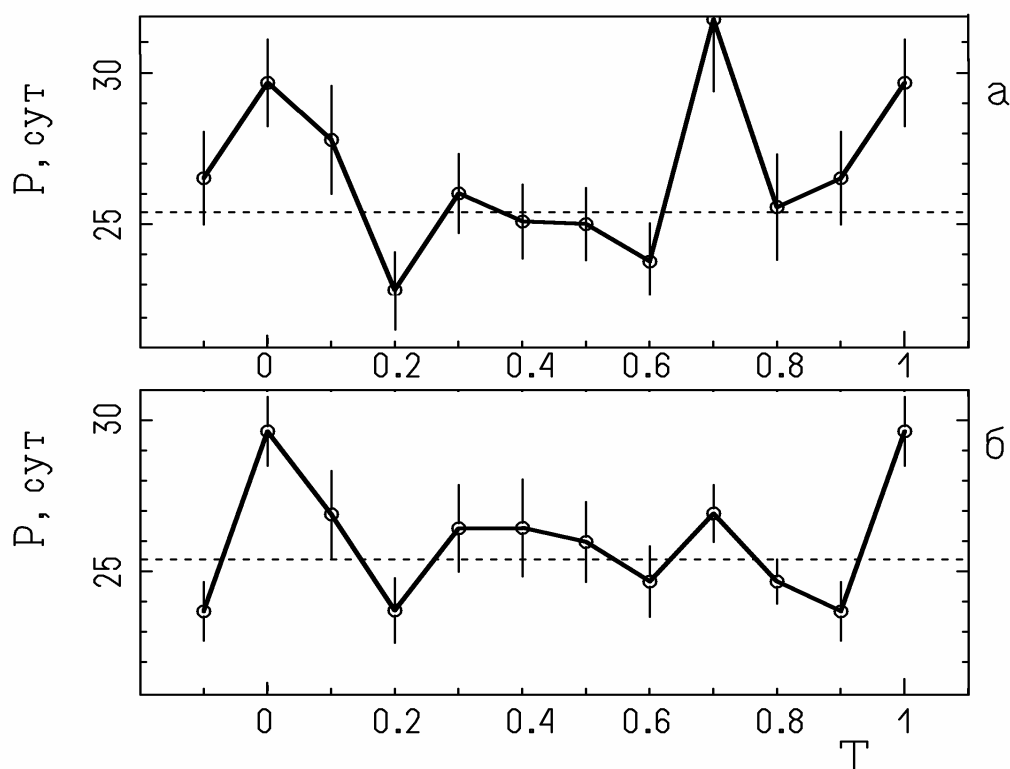
К сожалению, имеющихся данных недостаточно, чтобы подробно исследовать зависимости между азимутальным углом ММП и скоростью СВ для разных фаз цикла и разных типов потоков. Однако коэффициенты наклона этих зависимостей можно оценить как отношение средних значений  $\text{ctg}A$  и  $V$  для данной фазы цикла. При известном гелиоцентрическом расстоянии  $r$  это отношение, согласно уравнению (1), дает оценку среднего сидерического периода вращения источников ММП:

$$P = 2\pi r \frac{\langle \text{ctg}A \rangle}{\langle V \rangle}. \quad (3)$$

Поскольку, как показано выше, экспериментальные значения  $\text{ctg}A$  систематически занижены по сравнению с (1), они были скорректированы за эффект возмущенности ММП в соответствии с результатами предыдущего раздела.

Полученные оценки периода вращения для «спокойного» ветра и рекуррентных ВП приведены на рис.3, где  $P$  показан в зависимости от фазы солнечного цикла  $T$  (фаза отсчитывается от минимума пятенной активности). Как можно видеть, для фазы минимума цикла характерны сравни-

тельно большие сидерические периоды вращения источников магнитного поля около 30 сут, соответствующие высокоширотным областям Солнца,



**Рис.3.** Зависимость среднего периода вращения источников ММП от фазы солнечного цикла  $T$ , для «спокойного» ветра (а) и для рекуррентных потоков СВ (б). Пунктирная линия соответствует периоду вращения фотосферы на экваторе Солнца, фаза цикла отсчитывается от эпохи минимума активности.

тогда как в максимуме активности главным образом проявляют себя источники с быстрым вращением (однако у «спокойного» ветра имеется еще второй узкий пик  $P(T)$  на фазе спада цикла, при  $T = 0.7$ ).

## 5. Выводы

Зависимости между котангенсом азимутального угла ММП и скоростью СВ у разных типов потоков близки к линейным. Однако в среднем значения  $\text{ctg}A$  систематически ниже (а азимутальные углы соответственно выше) теоретических значений (1).

Причиной расхождения между теоретическими и экспериментальными значениями азимутальных углов ММП является нестационарность ММП на временном масштабе менее суток; для спокойных дней с коэффициентом вариации вектора ММП менее 0.2 расхождение с теорией практически отсутствует.

Средний сидерический период вращения источников ММП изменяется в ходе солнечного цикла: в максимуме активности он близок к периоду

вращения фотосферы на экваторе, а на фазе минимума цикла возрастает до 29–30 сут, что соответствует вращению приполярных зон Солнца.

### Литература

1. *Веселовский И.С., Тарсина М.В.* //Геомагнетизм и аэрономия, 2001, т.41, с. 471.
2. *Forsyth R.J., Balogh A., Smith E.J., Erdös G., McComas D.J.* //J. Geophys. Res. 1996, v. 101, p.395.
3. *Smith C.W., Biber J.W.* //Astrophys. J. 1991, V.300, p.435.
4. *Smith C.W., Phillips J.L.* //J. Geophys. Res. 1997, v. 102, p.249.
5. *Lindblad B.A., Lundstedt H.* //Solar Phys. 1981, v.74, p.197.
6. *Mavromichalaki H., Vassilaki A., Marmatsouri E.* //Solar Phys. 1988, v.115, p.345.
7. *Mavromichalaki H., Vassilaki A.* //Solar Phys. 1998, v.183, p.181.

**СВЯЗЬ МЕЖДУ СОЛНЕЧНЫМИ И МЕЖПЛАНЕТНЫМИ  
МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ ДЛЯ ПОЛЕЙ РАЗНОГО ТИПА  
СИММЕТРИИ ОТНОСИТЕЛЬНО ГЕЛИОЭКВАТОРА**

**Ерофеев Д.В.**

*Уссурийская астрофизическая обсерватория*

**RELATIONSHIP BETWEEN SOLAR AND INTERPLANETARY  
MAGNETIC FIELDS FOR THOSE OF DIFFERENT SYMMETRY  
WITH RESPECT TO HELIOEQUATOR**

**Erofeev D.V.**

*Ussuriysk Astrophysical Observatory*

**Abstract**

*Components (modes) of the interplanetary magnetic field (IMF) are investigated which have different symmetry with respect to helioequator. The odd-parity (antisymmetric) mode of IMF relates to the high-speed streams of solar wind originating at high latitudes of the Sun. This mode varies in the same manner as the solar polar magnetic field during minimum and rising phases of solar cycle, but it shows abnormally small amplitude at the declining phase of solar cycle. Such a disagreement occurs because the solar wind is dominated at the declining phase of cycle by high-speed streams associated with equatorial coronal holes. The even-parity (symmetric) mode of IMF is connected with the solar wind streams flowing out from the equatorial zone of the Sun, and its temporal variations substantially correlate with those of low-latitude solar magnetic field.*

**Введение**

Зональное магнитное поле Солнца разделяется на две моды, имеющие разную симметрию относительно экваториальной плоскости и существенно различающиеся по своим характеристикам. Особенностью нечетной (антисимметричной относительно экватора) моды является доминирование 22-летнего магнитного цикла, тогда как четная (симметричная) мода имеет слабо выраженную 22-летнюю периодичность, и в ее вариациях преобладают более короткопериодические составляющие со сравнительно широким диапазоном частот [1].

При анализе косвенных данных о полярности ММП было обнаружено, что обе составляющие солнечного зонального магнитного поля проявляют себя и в межпланетном пространстве: нечетная мода – в виде эффекта Розенберга–Коулмена [2,3], а четная – в форме эффекта избыточной полярности [4–6]. Качественное объяснение этих эффектов может быть дано на основе простой модели с радиально истекающим потоком солнечного ветра (СВ), который почти без искажений отображает в гелиосферу распределение полярностей магнитного поля, существующее на «поверхности

источника». Однако анализ прямых измерений вектора ММП в плоскости эклиптики выявляет дополнительные интересные детали и показывает, что модель с радиальным течением СВ является слишком упрощённой.

### 1. Данные и метод анализа

В настоящей работе использованы следующие экспериментальные данные:

- Суточные значения радиальной  $B_x$  и азимутальной  $B_y$  компонент ММП из базы данных OMNI, за 1967-2002 гг. Компоненты поля приведены в солнечно-экваториальную систему координат (GSEQ).

- Синоптические карты крупномасштабного магнитного поля солнечной фотосферы за 1975-2000 гг., полученные на обсерватории Уилкокса. Эти карты использованы для расчета широтно-временной зависимости зонального магнитного поля Солнца.

- Каталог корональных дыр (КД) за 1975-1995 гг., созданный Sanchez-Ibarrá и Barraza-Peredes по наблюдениям Солнца в линии гелия  $\lambda 10830\text{Å}$ .

Для разделения ММП на четную и нечетную относительно гелиоэкватора составляющие воспользуемся линейными соотношениями:

$$-B_x = D_x f + S_x, \quad B_y = D_y f + S_y \quad (1)$$

где  $B_x$  и  $B_y$  – средние за оборот (27 сут) значения радиальной и азимутальной компонент ММП,  $f$  – гелиоширота Земли. На практике компоненты векторов  $\mathbf{S}=(S_x, S_y)$  и  $\mathbf{D}=(D_x, D_y)$  определялись методом наименьших квадратов из соотношений (1), для интервалов времени длиной в 1 год. Вектор  $\mathbf{S}$  дает оценку амплитуды четной (симметричной) моды ММП, а амплитуду нечетной (антисимметричной) моды удобно характеризовать вектором  $\mathbf{A}=(A_x, A_y)$  следующего вида:

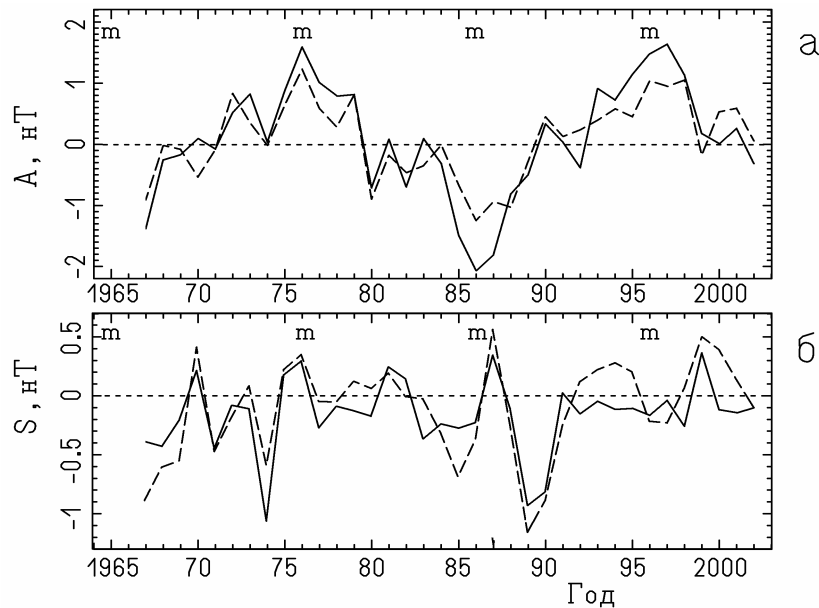
$$\mathbf{A} = \mathbf{D} \cdot f_0 \quad (2)$$

где  $f_0 = 7.25^\circ$  – величина годичной вариации гелиошироты Земли.

### 2. Нечетная (антисимметричная) мода ММП

Амплитуда нечетной (антисимметричной) моды ММП (рис.1а) демонстрирует хорошо выраженную 22-летнюю вариацию с экстремумами амплитуды вблизи минимумов солнечной активности, однако в целом профили компонент  $\mathbf{A}(t)$  несколько сдвинуты в сторону фазы роста солнечного цикла. Это согласуется с результатами анализа полярностей ММП по геомагнитным данным [3]. Сопоставление  $\mathbf{A}(t)$  с амплитудой осесимметричного магнитного диполя Солнца  $G_1^0(t)$  (рис.2) показывает, что они эволюционируют сходным образом в течение периодов времени, охватывающих минимумы и ветви роста солнечных циклов, но на ветвях спада циклов  $\mathbf{A}$  оказывается аномально малой. Таким образом, различие во временном ходе между нечетными составляющими ММП и солнечного магнитного поля выглядит не как сдвиг по фазе их 22-летних вариаций, а как изменение со-

отношения между их амплитудами в ходе 11-летнего цикла. Причина такого изменения становится понятной из дальнейшего анализа.



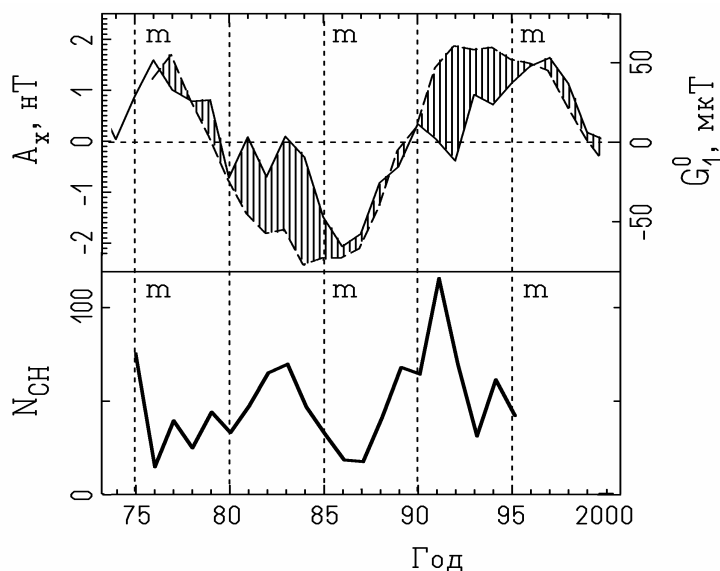
**Рис.1.** Амплитуды нечетной (а) и четной (б) мод ММП.

Сплошной и штриховой линиями показаны радиальная и азимутальная компоненты амплитуд, знаком *m* отмечены минимумы солнечной активности.

Легко заметить (см. рис.1а), что у нечетной моды ММП радиальная компонента амплитуды  $A_x$  по модулю систематически больше азимутальной компоненты  $A_y$ , причем различие отчетливо проявляется в периоды времени, близкие к минимумам активности. Следовательно, азимутальный угол магнитного поля значительно меньше  $45^\circ$ , что указывает на высокую скорость соответствующих потоков солнечного ветра (СВ). Однако в минимумах и на ветвях роста активности средний азимутальный угол составляет всего около  $30^\circ$  и аномально мал даже для высокоскоростных потоков СВ, если считать, что они берут начало в низкоширотной зоне Солнца. Как известно, соотношение между компонентами ММП зависит от скорости СВ, а также и от периода вращения его источника на Солнце. Поэтому аномально малый азимутальный угол ММП, судя по всему, соответствует большим периодам вращения, характерным для полярных областей Солнца. Отсюда можно сделать вывод, что нечетная мода ММП связана с потоками СВ, распространяющимися не вполне радиально из высокоширотных зон и достигающими плоскости эклиптики.

Этот вывод дает объяснение и аномальному поведению  $A(t)$  на спаде солнечного цикла. Как хорошо известно, на ветви спада цикла в низкоширотной зоне Солнца развиваются большие долгоживущие корональные дыры, занимающие значительный интервал долгот. Связанные с ними высокоскоростные потоки солнечного ветра, очевидно, препятствуют проникновению высокоширотного ветра в приэкваториальную область гелио-

сферы, что приводит к «экранированию» последней от полярного магнитного поля Солнца, и как следствие – к аномально низкой амплитуде нечетной моды ММП на ветви спада активности. Действительно, отличия временного хода  $A_x$  и  $G_1^0$  (показаны штриховкой на рис. 2) максимальны в те периоды, когда наблюдаются максимумы числа низкоширотных КД.



**Рис.2.** Вверху: амплитуда нечетной моды ММП  $A_x$  (сплошная линия) сопоставлена с амплитудой осесимметричного магнитного диполя Солнца  $G_1^0$  (показана штриховой линией). Внизу: число низкоширотных корональных дыр в зависимости от времени.

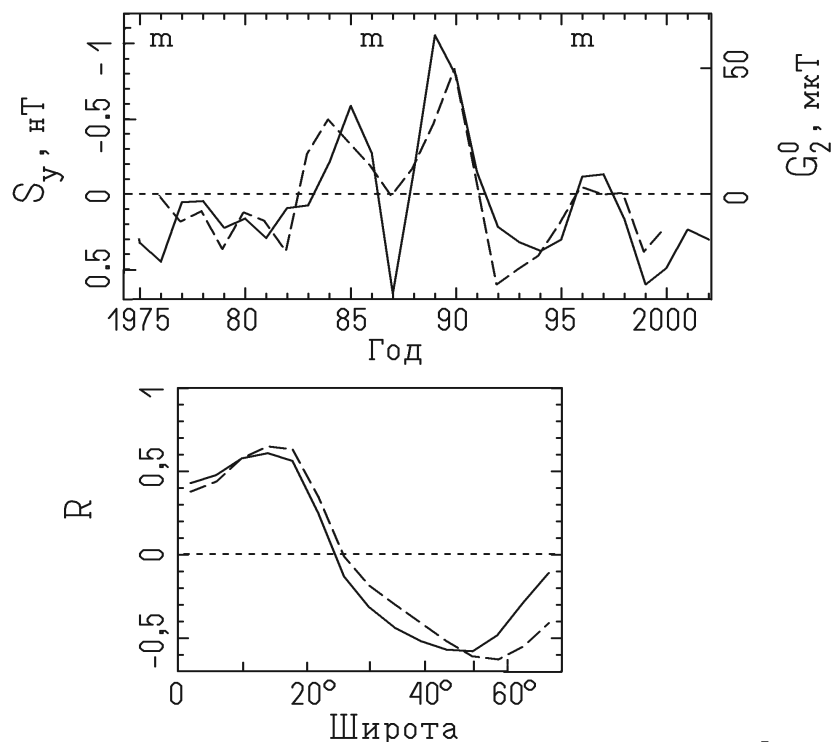
### 3. Четная (симметричная) мода ММП

Зависимость от времени амплитуды четной (симметричной) моды ММП показана на рис.1б. Прделанный ранее [5,6] анализ показал, что поведение обеих компонент  $\mathbf{S}(t)$  определяется главным образом суперпозицией двух квазипериодических составляющих, одна из которых имеет период около 22 лет, а вторая – около 6 лет. На рис.1б можно видеть, что соотношение между компонентами амплитуды у четной моды иное, чем у нечетной: в среднем  $S_y$  по абсолютной величине несколько больше  $S_x$ , так что азимутальный угол магнитного поля превышает  $45^\circ$ . Это указывает на существенный вклад в четную моду ММП низкоскоростной компоненты СВ и, вероятно, на быстрое вращение источников солнечного ветра, характерное для низкоширотной зоны Солнца.

Сопоставление  $\mathbf{S}(t)$  с амплитудой низшей четной гармоники солнечного магнитного поля,  $G_2^0(t)$  (рис.3), демонстрирует неплохое согласие их временных вариаций в случае компоненты  $S_y$  (коэффициент корреляции  $R=-0.75$ ) и несколько худшее согласие для компоненты  $S_x$  ( $R = -0.59$ ). Отрицательный знак корреляции указывает на то, что четная мода ММП связана главным образом с низкоширотными магнитными полями фотосферы, которые при вычислении  $G_2^0$  берутся с отрицательными весовыми множи-



телями. Это подтверждается сравнением между  $S(t)$  и вариациями симметричной составляющей фотосферного магнитного поля на разных широтах:



**Рис.3.** Вверху: амплитуда четной моды ММП  $S_y$  (сплошная линия) сопоставлена с амплитудой низшей четной гармоники магнитного поля Солнца  $G_2^0$ . Внизу: корреляция между амплитудой четной гармоники ММП и симметричной составляющей магнитного поля Солнца на разных широтах (сплошная и штриховая линии соответствуют компонентам амплитуды  $S_x$  и  $S_y$ ).

их корреляция положительна для низкоширотной (ниже  $25^\circ$ ) зоны Солнца, но отрицательна или отсутствует для более высоких широт (см. рис.3).

Не обнаружено свидетельств систематических изменений в ходе солнечного цикла соотношения между четными модами солнечного и межпланетного магнитных полей. При этом в течение ряда лет одновременно наблюдались высокие значения амплитуд обеих мод ММП, четной и нечетной. Поскольку разные моды ММП связаны с разными потоками СВ, этот факт свидетельствует о быстрой перемежаемости потоков обоих видов во времени и/или по гелиодолготе.

#### 4. Выводы

Анализ многолетнего ряда измерений ММП, сделанных в плоскости эклиптики, свидетельствует о том, что составляющие солнечного магнитного поля с разной экваториальной симметрией переносятся в приэкваториальную область гелиосферы разными потоками солнечного ветра, которые берут начало в разных широтных зонах Солнца.

Симметричная (четная) составляющая ММП имеет источники, расположенные главным образом в низкоширотной (ниже 25°) зоне Солнца, причем существенную роль в ее формировании играет низкоскоростной ветер. Об этом свидетельствуют:

- Корреляция с низкоширотными магнитными полями Солнца и отсутствие корреляции с магнитными полями, расположенными на средних и высоких гелиоширотах;
- Сравнительно большой азимутальный угол ММП.

Соответствующие четной моде ММП потоки СВ, очевидно, имеют приблизительно радиальное направление скорости.

Антисимметричная (нечетная) составляющая ММП имеет источники, расположенные на высоких широтах и дающие высокоскоростной ветер, о чём свидетельствуют:

- Корреляция с высокоширотными магнитными полями Солнца;
- Аномально низкий азимутальный угол ММП;
- Антикорреляция с низкоширотными корональными дырами.

Очевидно, что потоки СВ, берущие начало на высоких широтах Солнца и тем не менее наблюдающиеся в плоскости эклиптики, должны иметь значительную меридиональную компоненту скорости, по крайней мере на начальном участке траектории.

### Литература

1. *Stenflo J.O.* // Astron. Astrophys. 1988, v. 191, p. 137.
2. *Rosenberg R.L., Coleman P.J.* // J. Geophys. Res. 1969, v. 74, p. 5611.
3. *Echer E., Svalgaard L.* // Geophys. Res. Lett. 2004, v. 31, p. L12808
4. *Куклин Г.В., Обридко В.Н.* // сб. Физика солнечной активности, М.: Наука, 1988, с. 146.
5. *Erofeev D.V.* // Proc. IAU Symp. No 223, 2004, p. 99.
6. *Ерофеев Д.В.* // сб. Солнечная активность и ее влияние на Землю, Владивосток: Дальнаука, 2004, вып. 8, с. 26.

## **ВЗАИМОСВЯЗЬ ГЕОМАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ С ПАРАМЕТРАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА**

**Иванов В.Г., Милецкий Е.В.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **INTERRELATION OF GEOMAGNETIC DISTURBANCES AND SOLAR WIND PARAMETERS**

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

*Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo*

### **Abstract**

*Interrelations between characteristics of geomagnetic activity and parameters of the solar wind are investigated. Daily values of the corresponding indices for years 1966-2001 are used for the analysis. Relatively simple relations that link variations of geomagnetic activity and solar wind parameters are found. The obtained models allow quantitative estimation of influence of the solar wind parameters upon geomagnetic activity. Such an approach essentially simplifies both physical interpretation of the models and their comparing with known relations.*

Несмотря на то, что возмущения геомагнитного магнитного поля определяются преимущественно параметрами межпланетной среды, построение количественной модели, связывающей индексы геомагнитной активности с параметрами этой среды — задача, которая не может считаться окончательно решённой. Различные авторы (см., например, [1,2] и обзор в [3]) предлагали модели, связывающие тот или иной геомагнитный индекс с одной или несколькими отдельными характеристиками межпланетной плазмы. При выборе этих характеристик они опирались, в той или иной степени, на понимание физики процессов взаимодействия солнечного ветра с земной магнитосферой. Альтернативный подход, который мы будем использовать в данной работе, состоит в том, чтобы начинать с максимально широкого набора входных параметров, и строить эмпирические модели таким образом, чтобы они отобрали только те из параметров, которые действительно важны для описания исследуемой взаимосвязи.

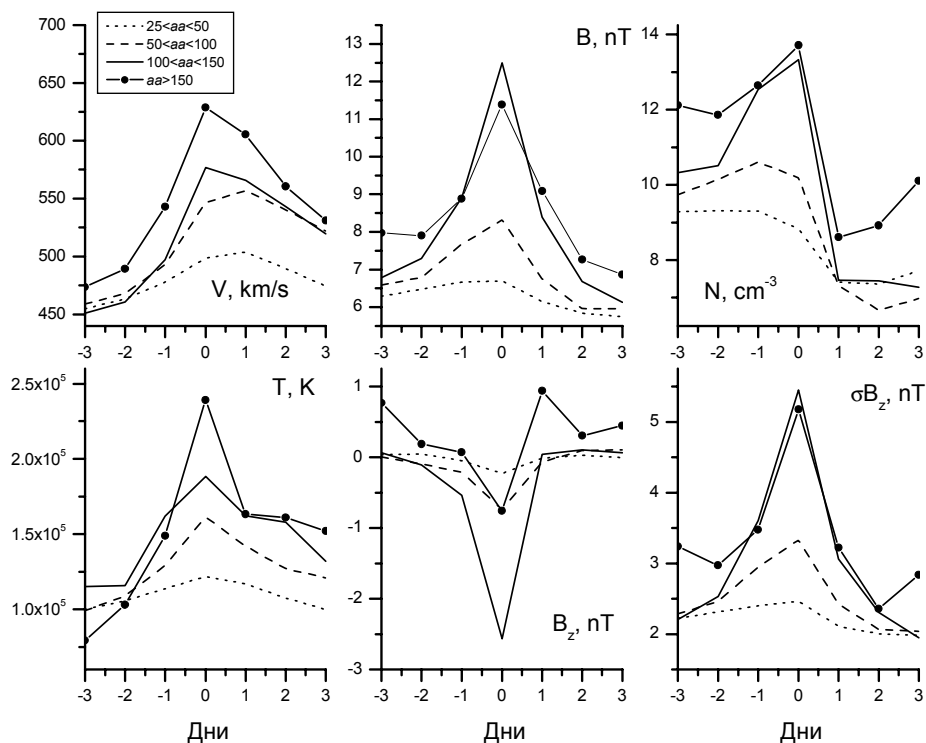
Для поиска моделей мы будем использовать следующие характеристики солнечного ветра (ежедневные значения за 1966-2001 годы): скорость  $V$ , температура  $T$  и плотность плазмы  $N$  солнечного ветра, компоненты напряжённости межпланетного магнитного поля  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$  (в системе GSE), а также его скалярная ( $|B|$ ) и векторная ( $B$ ) напряженности. Кроме того, мы включаем в набор входных переменных вариабельности указанных параметров ( $\sigma V$ ,  $\sigma T$ , и т.д.). В качестве характеристик геомагнитной

активности будем рассматривать ежедневные геомагнитные индексы  $aa$ ,  $Kp$ ,  $Dst$  или функции этих индексов.

В таб.1 приведены коэффициенты корреляции между некоторыми параметрами солнечного ветра и индексами геомагнитной активности. Можно видеть, что максимальный коэффициент корреляции достигается между скоростью плазмы  $V$  и параметрами  $Kp$  и  $\log aa$  (ниже мы не будем различать последние два параметра, так как коэффициент корреляции между ними для ежедневных значений близок к единице).

**Таблица 1.**

Параметр	Корреляция параметра с			
	$aa$	$\log aa$	$Kp$	$-Dst$
$V$	0.51	0.56	0.59	0.43
$B$	0.46	0.45	0.44	0.33
$N$	0.09	0.06	0.03	-0.11
$T$	0.42	0.43	0.46	0.28
$Bz$	-0.21	-0.21	-0.22	-0.23
$\sigma Bz$	0.41	0.40	0.38	0.25



**Рис.1.**

На рис.1 изображено поведение тех же параметров солнечного ветра вблизи моментов геомагнитного возмущения разной мощности. Возмущениями считаются дни, для которых суточное значение  $aa$ -индекса лежит в одном из выбранных диапазонов (25-50, 50-100, 100-150 и выше 150), а кривые получены усреднением соответствующего параметра вблизи дня возмущения таким образом, чтобы момент ноль соответствовал этому дню.

Для построения оптимальной модели, связывающей параметры солнечного ветра с геомагнитной активностью, мы будем пользоваться алгоритмом селекции моделей, использующий внешний критерий качества. Алгоритм состоит в постепенном усложнении модели до той степени, при которой критерий качества достигает своего оптимума (см. описание деталей в работах [4,5]). Данный метод имеет то преимущество, что построенные с его помощью модели включают минимально необходимое для описания зависимости число входных переменных и обладают, таким образом, оптимальной сложностью.

Мы рассматривали модели трех типов. Связь выходного параметра  $Y$  с входными  $X_i$  может быть либо линейной:

$$Y = \sum_i c_i X_i + \text{const} ,$$

либо мультипликативной:

$$\log Y = \sum_i c_i \log X_i + \text{const} .$$

Наконец, мы можем рассматривать смешанные модели

$$\log Y = \sum_i c_i \log X_i + \sum_i c_i' X_i + \text{const}.$$

Исследование этих типов моделей и различных выходных индексов геомагнитной активности показало, что наиболее эффективными являются смешанные модели для  $aa$ -индекса, в которые линейно входят входные параметры, соответствующие нормированным компонентам магнитного поля  $B_i/B$ ,  $\sigma B_i/B$ , и логарифмически — все остальные параметры. Оптимальная модель выражается соотношением

$$aa \approx C \cdot V^{1.9} |B|^{0.9} (|B|/B)^{0.8} N^{0.2} \exp(-0.65 B_z/B + 0.54 \sigma B_z/B + 0.29 \sigma B_y/B).$$

Отметим, что полученное соотношение напоминает зависимость

$$aa \approx C \cdot V^2 |B| N^{0.4},$$

предложенную в [2], но содержит ряд дополнительных параметров. Так, наша модель включает хорошо известную связь уровня геомагнитного возмущения с вертикальной компонентой межпланетного магнитного поля  $B_z$  (см. рис.1), а также зависимость от вариабельности компонентов поля.

Коэффициент корреляции  $r$  между реальным значением  $\log aa$  и его модельной реконструкцией ("качество модели") равен 0.79, что значительно больше, чем для отдельных входящих в него параметров (см. таб.1). Аналогичным образом построенная линейная модель для  $aa$  индекса имеет качество 0.73, а для индекса  $D_{ST}$  — 0.57.

Для исследования стационарности полученной модели мы разбили исследуемый ряд на годовые интервалы и вычислили для каждого года коэффициент корреляции между реальным индексом и его реконструкцией. Как видно из рис.2, качество модели не опускается ниже 0.55. Далее мы повторили процедуру построения модели для того подмножества ряда, в которые соответствуют высокому качеству модели ( $r > 0.88$ , что соответствует серой заливке на рис.2) и для остальной части ряда. Модели для этих частей ряда выражаются уравнениями

$$aa \approx C V^{2.1} (|B|/B)^{1.3} |B|^{0.7} N^{0.3} \exp(-0.90 B_z/B + 0.57 \sigma B_z/B)$$

и

$$aa \approx C V^{1.9} |B|^{0.75} N^{0.2} \exp(-0.56 B_z/B + 0.30 \sigma B_z/B).$$

соответственно. Можно видеть, что вид модели не сильно зависит от выбранной для построения эпохи.

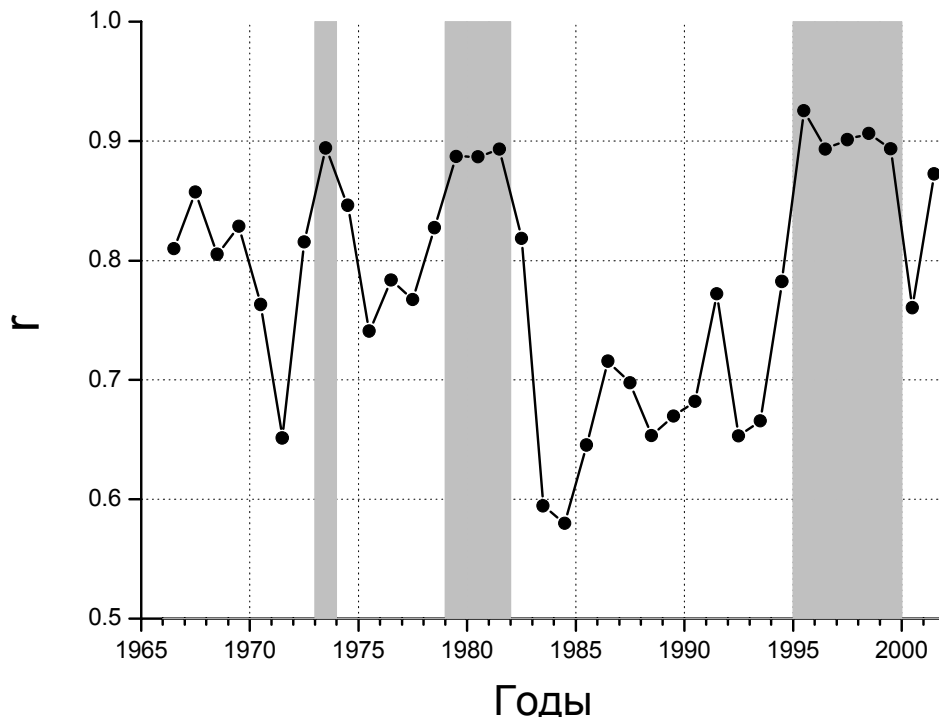


Рис.2.

При переходе от ежедневных рядов к среднеоборотным характер модельной зависимости также не меняется качественно, хотя, как и следовало ожидать, количество важных для реконструкции переменных значительно

сокращается. Описывающее модель уравнение в этом случае выглядит следующим образом

$$aa \approx C \cdot V^{1.7} |B|^{0.7} N^{0.1}$$

а её качество — 0.86. Бегущий коэффициент корреляции (рис.3) в этом случае также не опускается ниже 0.5, за исключение трёх отдельных лет на фазе спада цикла активности, в которые он резко падает.

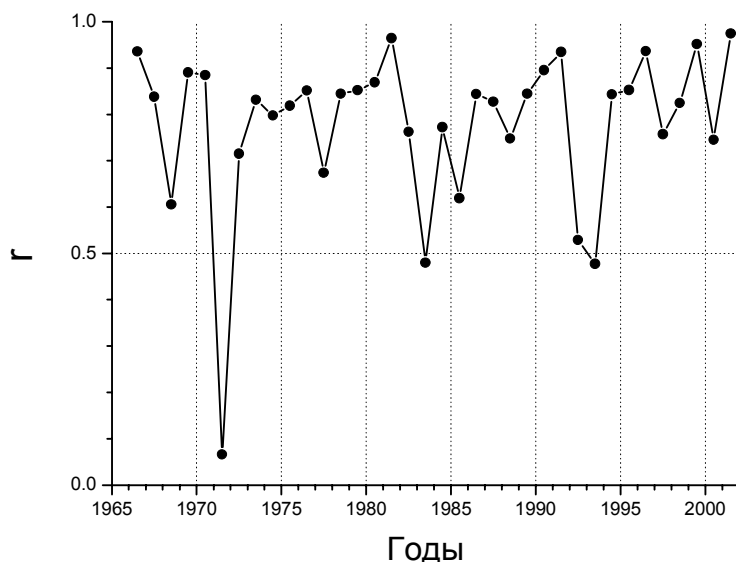


Рис.3.

Таблица 2.

	$j=0$	1	2
$i=0$	97% (96%)	41%	14%
1	2%	39% (3%)	25%
2	1%	21%	61% (1%)

Мы можем провести, как это иногда принято, классификацию дней в соответствии с некоторыми уровнями геомагнитной активности. Выберем два порога ежедневного  $aa$ -индекса (например, 60 и 85) и проведём дискретизацию исходного и модельного рядов в соответствии с этими порогами:  $aa < 60$  — балл 0,  $60 < aa < 85$  — балл 1 ("сильная буря"),  $aa > 85$  — балл 2 ("очень сильная буря"). В табл.2 приведена "матрица качества реконструкции" для дискретизованной модели: её элементам  $a_{ij}$  соответствует относительное количество дней, в которые баллы активности для наблюдаемого ( $i$ ) и модельного ( $j$ ) ряда равнялись  $i$  и  $j$  соответственно. В скобках для сравнения приведены те же величины для случая, когда модельный ряд заменён случайным с теми же статистическими характеристиками. Мы видим, что примерно в половине случаев построенная модель

правильно воспроизводит балл активности, а количество "грубых ошибок", когда реконструированный и реальный балл отличаются на 2, равно 15%.

Таким образом, предложенная модель, выражающая возмущения геомагнитного поля через параметры межпланетной среды, включает следующие основные параметры:  $V$  (скорость солнечного ветра),  $B$  (напряженность поля),  $B_z$  (вертикальная компонента поля),  $|B|/B$ ,  $\sigma B$  (вариабельность поля),  $N$  (плотность плазмы). Коэффициент корреляции модельного и реального  $aa$ -индексов  $r = 0.8$ . Структура полученной модели сохраняется при изменении эпохи построения модели и масштаба усреднения. Связь между параметрами солнечного ветра и геомагнитной активностью снижается в эпохи, предшествующие минимуму солнечного цикла.

Данная работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 03-02-17505, 04-02-17560 и 05-07-90107, а также программ Президиума РАН "Солнечная активность и физические процессы в системе «Солнце-Земля»" и ОФН-16 РАН "Плазменные процессы в солнечной системе".

#### Литература

1. *Akasofu S.-I., Chapman S. and Venkatesan D.*, J. Geophys. Res., v.68, p.3345 (1963).
2. *Murayama T.*, in Y. Kamide and J. Slavin (ed.), Solar Wind-Magnetosphere Coupling, Terrapublication, Tokyo, p.119 (1986).
3. *Feldstein Y.I.*, Solar Phys., v.59, p.83 (1992).
4. *Милецкий Е.В., Иванов В.Г., Наговицын Ю.А.*, Солнечно-земная физика, вып. 2, с.137 (2002).
5. *Иванов В.Г., Милецкий Е.В.*, Сб. трудов конф. "Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца". 2002, Санкт-Петербург, с.195.



## **ВЫБРОСЫ МЕТАНА И УГЛЯ И КОСМОФИЗИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ**

**Кириллов А.К.**

*Институт физики горных процессов НАН Украины, г. Донецк*

### **OUTBURSTS OF METHANE AND COAL CONCERNING COSMOPHYSICAL FACTORS**

**Kirillov A.K**

*Institute for physics of mining processes of the NAS of Ukraine  
83114, Donetsk, Ukraine*

#### **Abstract**

*The dependence of the sudden outbursts at Donbuss mines from cosmophysical factors is shown. The method of the forecasts of this events is offered which based on modified Poisson stream and on phase portrait.*

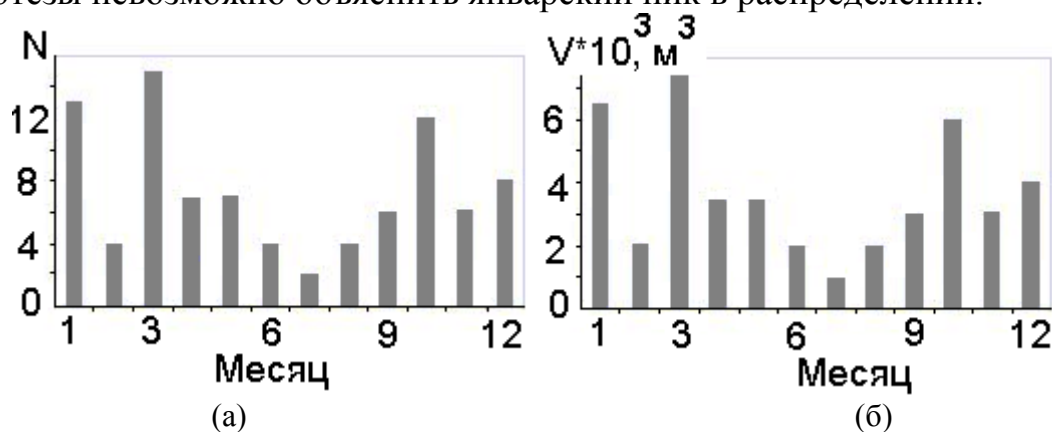
Вопросы безопасности в угольной промышленности Донбасса являются первостепенными. Несмотря на проведение операций по дегазации, выбросы метана и угля не прекращаются, особенно при увеличении глубины выработки [1,2]. Принято считать, что среди космофизических факторов, инициирующих газодинамические явления (ГДЯ), наиболее вероятны приливообразующие вариации силы тяжести и солнечная активность (СА) [3]. Предполагается, что СА может приводить к изменениям скорости вращения Земли [4].

В отличие от предыдущих исследований вместо индекса – чисел Вольфа, в данной работе рассмотрена связь выбросов метана и угля с такими космофизическими факторами как геомагнитная возмущенность и полярность межпланетного магнитного поля (ММП). Цель исследования – обоснование необходимости учета состояния «космической погоды» в прогнозе внезапных выбросов угля и газа при проведении работ на выбросоопасных пластах угольных шахт.

Данные о датах выбросов и их мощности были взяты из отчетов МакНИИ Министерства угольной промышленности Украины (г. Макеевка) за период 1975-2003 гг. Анализировались выбросы метана и угля двух видов - внезапные выбросы (ВВ) и выбросы, инициированные при дистанционном управлении механизмами. Рассматривалась связь ВВ с полярностью межпланетного магнитного поля (ММП) и магнитными бурями с внезапным началом. Анализировались как данные измерений ИСЗ (Боулдер), так и данные наземных измерений (ИЗМИРАН).

Основные результаты представлены ниже.

**Сезонная зависимость** ГДЯ может быть обусловлена как естественными причинами, так и производственными. Представленные на рис. 1а гистограммы указывают на повышенную частоту внезапных выбросов в марте и октябре за 1991–2003 гг. За тот же период для выбросов, инициированных механизмами, наблюдается поквартальная зависимость, что отражает интенсивность производственного процесса. То же самое имеет место и для полного объема метана, выделившегося при выбросах (Рис.1б). В октябре имели место самые мощные выбросы метана. Геомагнитные возмущения, которые вызываются возмущениями солнечного ветра в окрестности Земли, могут непосредственно влиять на человека (человеческий фактор) или на литосферу и, как следствие, на частоту выбросов метана и угля в шахтах. Известно, что повышенная геомагнитная возмущенность наблюдается в окрестности дней равноденствия. В рамках данной гипотезы невозможно объяснить январский пик в распределении.



**Рис. 1.** Распределение количества внезапных выбросов (а) и объема метана при выбросах (б) в течение календарного года за период 1991-2003 гг.

Применение МНЭ для индекса  $A_p$  не показало зависимости ВВ от геомагнитной возмущенности в интервале  $\pm 3$  суток относительно реперного дня, хотя ВВ происходили при повышенной геомагнитной возмущенности (среднее значение  $A_p \approx 16$  нТл).

**Распределение ВВ в 11-летнем цикле солнечной активности.** Предложен следующий метод: сравнить выбросы, которые произошли за отдельный год, с магнитными бурями с внезапным началом. Их можно рассматривать как временные реперы вспышечных событий на Солнце или прохождения границы корональной дыры и границ секторной структуры ММП через магнитосферу. Считалось, что выброс связан с магнитной бурей, если он отстоит от момента ее начала не более чем на три дня. После подсчета таких соответствий определялась их доля среди всего числа внезапных выбросов метана за текущий год (индекс корреляции IC). Построенный по этим данным график (Рис.2) показывает положительную корреляцию с высотой максимумов 11-летнего цикла ( $R = 0,66$ ,  $P > 0,95$ ).

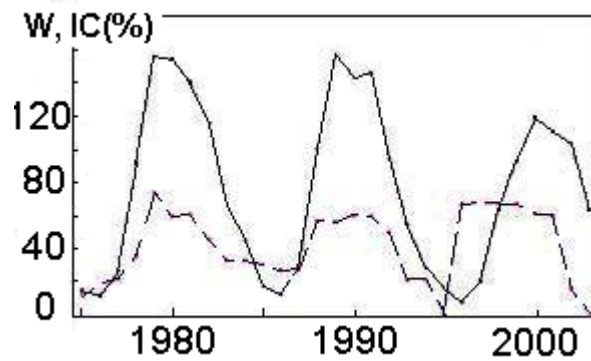


Рис. 2. Индекс корреляции ВВ и магнитных бурь с внезапным началом в 21- 23 циклах солнечной активности (— -W, - - - - IC).

**Связь с лунно-солнечными приливами и фазами Луны.** Согласно [4] выбросы метана и угля с высокой достоверностью определяются вариациями силы тяжести лунно-солнечного происхождения.

Действительно, частота внезапных выбросов имеет максимумы вблизи фаз ноль (новолуние) и единица (полнолуние). При этом вблизи новолуния максимум ВВ превышает максимум вблизи полнолуния (Рис.3). Из 208 событий за период 1975-1990 годы 70% попало в указанные секторы. Однако за 1991-2003 годы вблизи новолуний и полнолуний произошло только 54% ВВ метана. Заметно, что вблизи новолуний и полнолуний Земля чаще находилась в секторах с отрицательной полярностью, чем в другие лунные фазы (рис.3б).

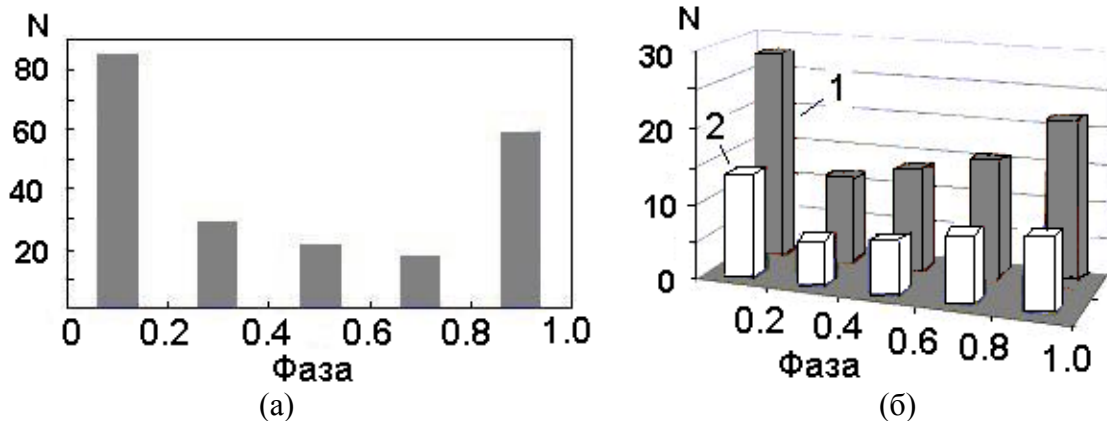


Рис.3. Распределение количества ВВ метана по фазам Луны за периоды 1975-1990 гг. (а) и 1991-2003 гг. (б). На рис. 3б - 1 – количество ВВ, 2 – количество случаев, когда ВВ происходили в секторе с отрицательной полярностью межпланетного магнитного поля.

**Внезапные выбросы и межпланетное магнитное поле.** При пересечении границ секторной структуры ММП изменяются многие атмосферные параметры: давление, индекс атмосферной циркуляции, геомагнитная возмущенность [5]. Для ВВ за период 1991-2003 гг. получена зависимость от знака полярности сектора для ВВ с надежностью  $\alpha < 0,056$ . Значительно больше ВВ происходило в секторах с отрицательной полярностью, чем в секторах с противоположной полярностью (Рис. 4). Видимо, этой причи-

ной можно объяснить возрастание ВВ вблизи новолуний и полнолуний (рис.3), так как в эти моменты Земля находилась в секторах ММП с отрицательной полярностью.

С помощью МНЭ анализировался переход Земли как из сектора с положительной полярностью в отрицательный, так и наоборот. За один-два дня до момента смены знака  $-/+$  возрастает вероятность ВВ. При переходе  $+/-$  максимум в распределении выбросов соответствует первому дню после реперного.

При рассмотрении в качестве реперного дня даты ВВ получено доказательство значимости знака полярности ММП (рис.4). Выяснилось, что этот вывод справедлив только для нечетных циклов СА: уровень значимости  $\alpha = 0,006$  относится к 21 циклу (данные за 1978-1984, общее количество ВВ,  $N = 111$ ).

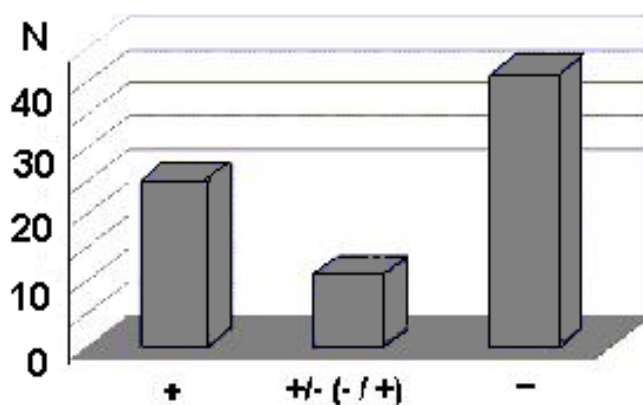


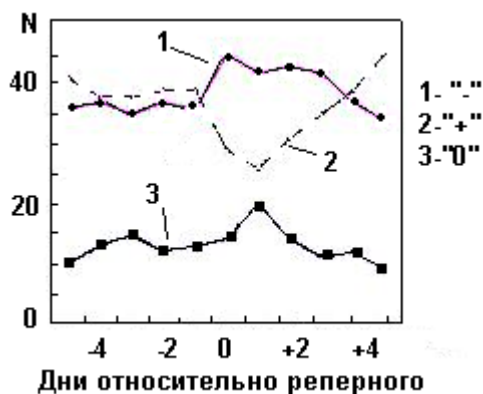
Рис.4. Распределение ВВ метана по секторам ММП за 1991-2003 гг.

**Проблема прогноза внезапных выбросов** осложняется отсутствием строго выраженных периодических составляющих, вмешательством в технологический процесс с помощью системы противовыбросных мероприятий при добыче угля в шахтах, многофакторностью внешних воздействий. Не исключая рассмотренные выше космофизические факторы, необходимо учитывать также свойства временного ряда. Информацию об этом может дать распределение последовательности выбросов при добыче угля в шахтах Донбасса, которое в области интервалов между событиями 25-35 сут. имеет отклонение от экспоненциального.

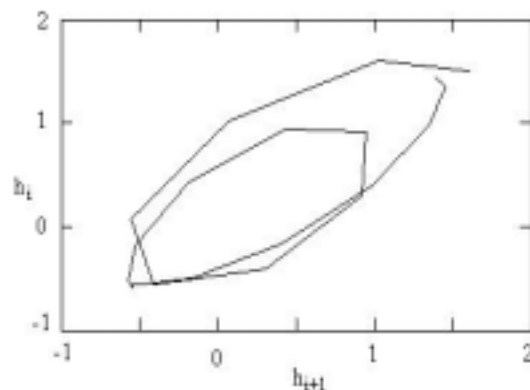
В то время как прогнозирование времени ожидания  $t$  между последовательными событиями для выбросов, инициированных при дистанционном управлении механизмами, возможно с помощью датчика случайных чисел для пуассоновского процесса, для ВВ необходима аппроксимация распределения с учетом периодической составляющей. Соответствующая зависимость имеет вид:

$$p(t) = p_0 \left\{ 1 + \cos\left(\frac{2\pi t}{T}\right) \right\} \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right),$$

где  $\tau = 20$  сут.,  $T = 30,5$  сут. Информацию о присутствии в прогнозируемом временном ряду наиболее существенных периодических составляющих можно получить после фильтрации его спектра мощности и фазового портрета (рис.6).



**Рис. 5.** Распределение дней с различной полярностью секторов ММП относительно дат внезапных выбросов. Реперный день – дата ВВ (1991-2003 гг.)



**Рис. 6.** Фазовый портрет последовательности внезапных выбросов на шахтах Донбасса в 1991-2003 гг. после фильтрации спектров мощности. По осям отложены относительные единицы.

### Заключение

Распределение на временной шкале внезапных выбросов указывает на их зависимость от космофизических факторов. Из энергетических соображений наиболее вероятным механизмом, который может обеспечить деформацию земной коры, является приливной механизм, обеспечивающий поступление энергии до  $3 \cdot 10^{12}$  Вт, и замедление вращения Земли  $\Delta T/T = 0,002$  с за столетие или  $5,5 \cdot 10^{-8}$  с/сутки. Последнее значение сравнимо с изменением вращения Земли в результате воздействия мощных солнечных вспышек [6, 7] –  $3,3 \cdot 10^{-8}$  с/сутки.

Полученное методом наложенных эпох распределение ВВ относительно момента смены полярности секторной структуры ММП подтверждает возрастание количества выбросов при пересечении Землей границы и в периоды ее нахождения в отрицательном секторе. На границе с магнитосферой солнечный ветер переносит энергию, сравнимую с таковой для лунно-солнечных приливов  $\sim 10^{13}$  Вт, но за счет низкой эффективности передачи энергии на нижние уровни (в среднем  $2,6 \cdot 10^{-8}$  Вт) возможны вариации скорости углового вращения  $\Delta\Omega/\Omega = 4 \cdot 10^{-10}$  за сутки [7]. Не следует исключать и электромагнитные процессы, возникающие при этом [6, 8]. Возникающие при этом деформации земной коры приводят к напряжениям, сравнимым с таковыми при изменении силы тяжести в результате лунно-солнечных приливов. Действительно, если максимальная амплитуда приливного ускорения  $g_{\text{пр}} = 2,4 \cdot 10^{-6}$  м/с<sup>2</sup>, то тангенциальное ускорение  $a_{\tau} = R(d\Omega/dt)$  при вспышках может достигать величины  $1,4 \cdot 10^{-5}$  м/с<sup>2</sup>, а при сме-

не полярности ММП –  $(1,5 \div 2,0) \cdot 10^{-8}$  м/с<sup>2</sup>. Именно в эти моменты возрастает поток тепловых нейтронов, связанных с выделением радона из литосферы [9].

Предлагаемый механизм представляет интерес еще и потому, что с вариациями вращения Земли связывают и землетрясения. Их количество и мощность изменяются с фазой 11-летнего цикла солнечной активности [10].

Следует также отметить, что возможно и другое объяснение зависимости внезапных выбросов от факторов «космической погоды», основанное на влиянии этих факторов на организм человека. Выбросы, инициированные при дистанционном управлении механизмами, в основном связаны с технологией добычи угля.

### Благодарности

Автор выражает искреннюю благодарность А.Д. Алексееву и Б.М. Владимирскому за внимание к работе и полезное обсуждение результатов, А.И. Ризниченко и А.А. Рубинскому – за предоставление данных по выбросам на шахтах Донбасса.

### Литература

1. **Ходот В.В.** Внезапные выбросы угля и газа. – М.: ГНТИ, 1961. – 363 с.
2. **Айруни А.Т.** Прогнозирование и предотвращение газодинамических явлений в угольных шахтах. – М.: Наука, 1978. – 310 с.
3. **Зуев Л.А., Приходько С.Ю.** О взаимосвязи частоты внезапных выбросов с космогенными и геофизическими факторами // Уголь Украины. – 1999. - №8. – С.35-37.
4. **Challinor R.A.** Variations in the rate of rotation of the Earth // Science. – 1971. - V. 172. - N 3987. - P.36-39.
5. **Солнечно-земные связи, погода и климат/** Ред. Б. Мак-Кормак и Селига. – М.: Мир, 1982. –382 с.
6. **Киселев В.М.** Неравномерность суточного вращения Земли. – Новосибирск: Наука, 1980. – 160с.
7. **Мирошниченко Л.И.** Солнечная активность и Земля. – М.: Наука, 1981. – 144 с.
8. **Ершович А.И., Скуридин Г.А., Шалимов В.П.** Некоторые проблемы физики магнитосферы. / Межпланетная среда и физика магнитосферы. – М.: Наука, 1972. – С.3-25.
9. **Володичев Н.Н. и др.** Земная кора – активный источник нейтронов // Вестник МГУ, сер. физика, астрономия. – 2002. - N 5. - С.69-73.
10. **Воротков М.В., Горшков В.Л., Миллер Н.О.** Проявления солнечной активности в атмосферных и сейсмических рядах // Изв. ГАО. - № 217. – С.388-392.

## **СВЯЗЬ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ВАРИАЦИЙ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ**

**Кириллов А.К.<sup>1</sup>, Кириллова Н.Г.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт физики горных процессов НАН Украины*  
<sup>2</sup>*Донецкий физико-технический институт НАН Украины,  
г. Донецк, Украина*

## **RELATIONS BETWEEN SOLAR ACTIVITY AND VARIATIONS OF ATMOSPHERIC PRESSURE**

**Kirillov A.K.<sup>1</sup>, Kirillova N.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for physics of mining processes NAS of Ukraine*  
<sup>2</sup>*Donetsk's Institute of Physics and Technology NAS of Ukraine  
Donetsk, Ukraine*

### **Abstract**

*The falling of pressure on 3-5 days after passing of large groups of sunspots through the central meridian of disk of the Sun by the method of the superposed epoch technique is found. Simultaneously there is the rise of geomagnetic disturbances. The necessity of radiative transmission of solar activity energy to the atmosphere of Earth is considered. The X-ray flashes are the temporal points of this events as underlined.*

Исследование воздействия солнечной активности на погоду и климат имеет долгую историю. Однако в настоящее время данная проблема остается актуальной. Для прогноза и создания современных моделей воздействия солнечных активных процессов на Землю привлекаются традиционные приемники излучения наземного базирования и космические средства.

В течение многих десятилетий вопрос о связи солнечной активности (СА) и погоды на Земле был предметом полемики. Переломным моментом явилась реализация в России специальной исследовательской программы под руководством Мустеля, целью которой было изучение влияния на тропосферную циркуляцию самого масштабного проявления СА – магнитных бурь. Одним из результатов исследования явилось обнаружение пика неустойчивости атмосферного давления, которое наблюдается примерно через трое суток после максимума развития магнитной бури.

Удалось обнаружить связь атмосферных параметров с вариациями солнечного коротковолнового излучения. Параметры атмосферы значимо коррелируют с индексом потока радиоизлучения Солнца на длине волны 10.7 см,  $F_{10.7}$ , в зависимости от фазы квазидвухлетнего периода солнечной активности. Для длительных периодов известен 22-летний цикл, наблюдаемый в различных атмосферных параметрах.

Известно, кроме того, что изменение атмосферной циркуляции происходит при смене знака полярности секторной структуры межпланетного магнитного поля (ММП). В эти дни наблюдается неустойчивое состояние геомагнитного поля по измерениям на поверхности Земли и на искусственных спутниках Земли [1].

Сегодня уже нет сомнений, что СА влияет на метеорологические процессы, хотя у практиков-метеорологов до сих пор существует скептическое отношение к реальности таких связей. СА влияет на погоду и климат одновременно по двум каналам: через изменение коротковолнового излучения (УФ и рентгеновского) и через вариации параметров солнечного ветра (скорость, плотность, индукция магнитного поля). Это влияние имеет сложный характер.

История исследования связи групп солнечных пятен с атмосферным давлением в различных пунктах на поверхности Земли до начала 20 века получила детальное освещение в монографии А.Л. Чижевского [2]. Более современное изложение проблемы «Солнце, погода и климат» можно найти в изданиях [1,3], а также в трудах конференций, посвященных данной проблеме.

В данной работе рассмотрены временные ряды изменения атмосферного давления за 2000-2002 гг. и их связь с прохождением групп солнечных пятен через центральный меридиан видимого диска Солнца в г. Донецке. Подобные исследования проводились, начиная с 1990 г. в г. Челябинске. Были охвачены различные фазы 11-летнего цикла солнечной активности. По аналогичной методике проводились исследования и в г. Ростов-на-Дону в 2000-2002 гг. Во всех трех пунктах были получены подобные результаты, что указывают на подобие отклика атмосферных процессов на изменение космической погоды в окрестности Земли на значительной части Восточной Европы.

Для доказательства существования связи прохождения групп пятен через центральный меридиан видимого диска Солнца с изменениями атмосферного давления в приземном слое было выделено 26 групп пятен, которые не перекрывались по временным отрезкам. Анализировалось только давление в приземном слое атмосферы, поскольку этот параметр является некоторой интегральной величиной, характеризующей развитие синоптических процессов.

Основной метод исследования – метод наложенных эпох (МНЭ). Анализировались группы солнечных пятен с площадью  $S > 300$  мд. Из рассмотрения исключены отрезки времени, на которых невозможно разделить влияние нескольких групп. При использовании МНЭ анализировались относительные изменения давления (в %):  $\Delta P_i = (P_i/P_0 - 1) * 100$ , где  $P_0$ ,  $P_i$  – давление в 11-00~час. местного времени в реперный и другие дни соответственно. Индекс  $i$  изменяется в интервале от  $-5$  до  $+12$  относительно реперного ( $i = 0$ ). За реперный день принималась дата прохождения группы



пятен через центральный меридиан. Основные источники данных: о прохождении пятен через центральный меридиан и их площади - сайт <http://www.solar.ifa.hawaii.edu>, для давления - Донецкий областной центр по гидрометеорологии.

Поскольку за весь исследуемый период 2000-2002 гг. резких понижений давлений было значительно больше, мы **поставили задачу выяснить зависимость этих событий от таких процессов солнечной активности как солнечные вспышки, наблюдаемые в оптической и рентгеновской области спектра**. Известно, что в рамках корпускулярного канала воздействия не все солнечные вспышки могут быть геоэффективными. Самые мощные вспышки рождают солнечные космические лучи, которые на поверхности Земли регистрируются как протонные события. Кроме генерации ускоренных потоков солнечного ветра, которые приводят к появлению магнитных бурь на Земле, наблюдается усиление УФ и рентгеновского излучений во время вспышечной активности.

Кроме того, представляет интерес связать изменения давления со сменой знака полярности межпланетного магнитного поля (ММП).

МНЭ использовался также для количества рентгеновских вспышек балла «С» и «М», оптических вспышек балла 1-3, индекса геомагнитной возмущенности  $A_p$ .

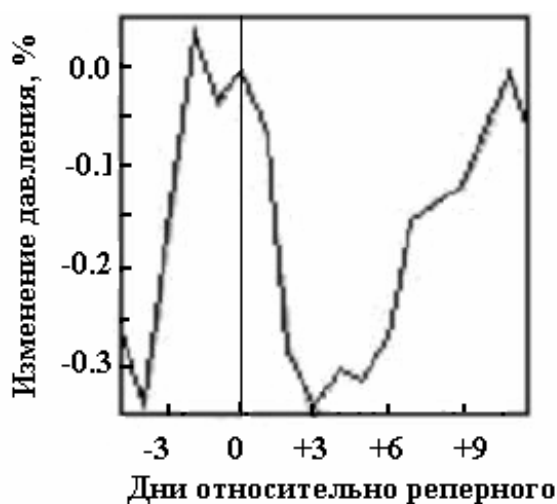
Оценка статистической значимости была проведена для изменения давления в окрестности реперных дней, связанных с прохождением групп солнечных пятен, методом Стьюдента, для моментов смены полярности секторной структуры ММП – методом Манна-Уитни [4].

Статистическая обработка МНЭ для относительного изменения давления  $\Delta P$  показала наличие статистически значимого понижения атмосферного давления в г. Донецке, связанное с прохождением больших групп солнечных пятен через центральный меридиан видимого диска Солнца (рис.1). Атмосферное давление в среднем уменьшается на 0,35% через 2-4 дня после реперного и снова возвращается к невозмущенному уровню на 10-й день. Этот результат значим только на уровне  $\alpha = 0,1$ . Применение МНЭ к индексу возмущенности геомагнитного поля  $A_p$  показало совпадение моментов минимума давления с максимумом индекса  $A_p$  (рис.2). Средние значения индекса на 3-5 дни составили 21,2-24,6. Тем самым показано, что подобные изменения атмосферного давления, часто не предсказанные прогнозами синоптиков, наступают одновременно с магнитосферными возмущениями.

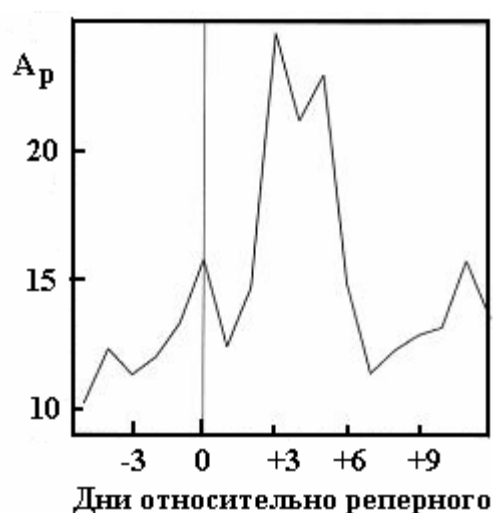
Отметим, что в г. Челябинске максимальное понижение давления происходило через 3-6 суток при значимости  $\alpha = 0,05$ . Повторное понижение давления происходило на 10-12 сутки при той же значимости. Эффект более ярко выражен в минимуме 11-летнего цикла солнечной активности.

Физическим механизмом, объясняющим такую зависимость, может быть изменение параметров межпланетной среды в окрестности орбиты

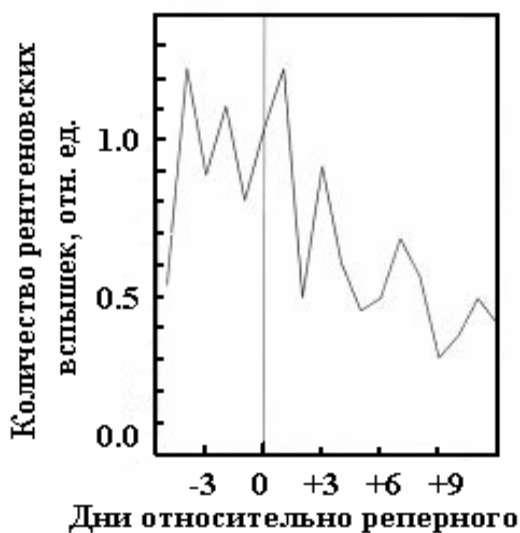
Земли, связанное с увеличением плотности и скорости солнечного ветра. В рамках традиционной модели воздействия солнечного ветра такое запаздывание на 3-5 суток после прохождения группы солнечных пятен через центральный меридиан соответствует средней скорости от 430 км/с (для данных по Донецку) и до 600 км/с (для данных по Челябинску). Второй минимум давления в г. Челябинске можно отнести за счет циклонической активности, поскольку известно, что западно-восточные движения цикло-



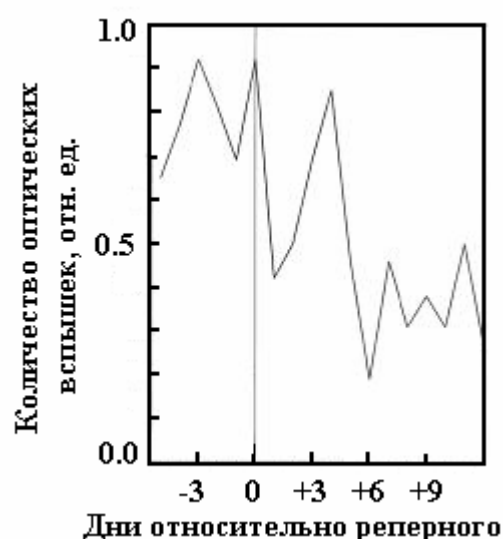
**Рис.1.** Изменение давления в окрестности реперного дня в г. Донецке (2000-2002 гг.)



**Рис.2.** Изменение индекса  $A_p$ .



**Рис.3.** Распределение частоты рентгеновских вспышек балла М в окрестности реперного дня.



**Рис.4.** Распределение частоты вспышек в линии Н-альфа в окрестности реперного дня.

нов, зарождающихся в Северной Атлантике, воздействуют на Южный Урал. Оценка скорости распространения дает значение 7,4 м/с.

Непосредственный анализ данных по давлению указывает на достаточно неоднозначную связь с мощными вспышками. Только 20 из 69 вспышек удалось связать с минимумами давления. Однако для связи с секторной структурой надежность более высокая. Из 56 минимумов давления 42 события (75%) соответствовали моментам смены знака полярности ММ. Согласно критерию Манна-Уитни достоверность в этом случае  $\alpha < 0.01$ .

Применение МНЭ позволило выделить значимость балла рентгеновских вспышек и связать их с минимумами давления на 2-4 дня после реперного (рис.3). Наиболее значимыми оказались данные для вспышек балла М и Х. Максимумы частоты вспышек наблюдаются за 4 дня до прохождения больших групп пятен через центральный меридиан, а также через 1 и 3 дня после этого момента. Оптические вспышки концентрируются за три дня до реперного, в день прохождения группы через центральный меридиан и через 3-4 дня после этого момента (рис.4). Тем самым удается объяснить наличие максимума возмущенности геомагнитного поля, который наступает на 3-5 дня после реперного дня. Поэтому следует признать значимость электромагнитного канала воздействия солнечной активности на тропосферу в результате отклика ионосферы на УФ и мягкий рентген для объяснения неожиданных падений атмосферного давления, несвязанного с циклонической активностью.

### **Выводы**

Изучение изменения атмосферного давления в г. Донецке и его связи с событиями на Солнце показало, что воздействие солнечной активности на синоптические события в приземном слое атмосферы носит сложный характер. Прослеживается резкое падение давления на 15-25 мм рт.ст., которое можно сопоставить с изменениями «космической погоды» в окрестности Земли. Один из каналов воздействия связан с изменением скорости и плотности потоков солнечного ветра, обтекающего магнитосферу, а также потоками солнечных космических лучей во время развития мощных протонных вспышек на Солнце. Второй канал реализуется при непосредственном воздействии мягкого рентгеновского и ультрафиолетового излучений, потоки которых увеличиваются при повышении активности Солнца. Анализ данных для г. Донецка за 2000-2002 гг. подтверждает наличие обоих каналов, воздействующих на земную атмосферу. При отсутствии вспышечной активности изменение полярности межпланетного магнитного поля становится преобладающим фактором для прогноза резких изменений атмосферного давления.

### **Литература**

1. *Солнечно-земные связи, погода и климат.* / Ред. Б. Мак-Кормак и Селлига. - М.: Мир, 1982. – 382 с.
2. *Чижевский А.Л.* Космический пульс жизни. – М.: Мысль, 1995.

3. *Герман Дж., Голдберг Р.А.* Солнце, погода и климат.- Л.: Гидрометеоиздат, 1981. 319 с.
4. *Джонсон Н., Лион Ф.* Статистика и планирование эксперимента в технике и науке. Методы обработки данных. – М.: Мир, 1980. – 510 с.

## **ГЕОМАГНИТНЫЕ И КЛИМАТИЧЕСКИЕ ПРОЯВЛЕНИЯ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Лозицкая Н.И.<sup>1</sup>, Лозицкий В.В.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета  
им. Тараса Шевченко, Киев, Украина, nloz@observ.univ.kiev.ua*  
<sup>2</sup>*Украинская антарктическая станция «Академик Вернадский»*

## **GEOMAGNETIC AND CLIMATIC MANIFESTATIONS OF SOLAR ACTIVITY VARIATIONS**

**Lozitska N.I.<sup>1</sup>, Lozitsky V.V.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Astronomical Observatory of the Kyiv National Shevchenko University  
Kyiv, Ukraine, nloz@observ.univ.kiev.ua*  
<sup>2</sup>*Vernadsky Antarctic Station of Ukraine*

### **Abstract**

*The data of comparison of sunspot magnetic indices  $B_{sp}$  and  $H_m$  with geomagnetic index  $D_{st}$  and near-ground temperature over the Earth  $T$  are analyzed. A reliable connection between these parameters is found. The correlation between  $B_{sp}$  and  $T$  on 65°North latitude ( $r = 0.44$ ,  $p < 0.01$ ) is more stronger, than between  $H_m$  and  $T$ . The connections between helio- and geomagnetic indices more significance, if we use the geomagnetic index  $H_m$  ( $r = 0.71$ ,  $p < 0.005$ ). Solar magnetic fields affects on climate through the interaction with geomagnetic field. Magnitude and surface distribution of main geomagnetic field determine the variations of cosmic ray flux, cloudiness, ozone thickness and heat flow. These results indicate that global warming of the Earth's climate which has been observed since about 1975 connected primary with long-term changes of solar magnetism.*

### **Введение**

Проблема глобального потепления привлекла к себе внимание исследователей физики Солнца, атмосферы, космических лучей и геофизиков. Благодаря серии работ Э.Р. Мустеля, Н.Б. Мулюковой и В.Е. Чертопруда в 1969-1991 гг. по изучению региональных особенностей отклика атмосферы на солнечную активность, стала очевидной роль основного геомагнитного поля в перераспределении энергии от рекуррентных и спорадических солнечных корпускулярных потоков по поверхности Земли. Исследования последнего десятилетия, проведенные О.М. Распоповым, В.А. Дергачевым и соавторами показали, что наблюдавшийся в 1950-1970 годах локальный минимум глобальной температуры невозможно объяснить с позиций нарастающего “парникового эффекта”. Для понимания природы наблюдающихся температурных трендов необходимо рассматривать 90-летние вариации солнечной активности, а на длительных временных интервалах –

изменения потока космических лучей и экранирующее действие геомагнитного поля.

Мы проводим статистические исследования для поиска связи на промежутке десятилетий между вариациями солнечного и земного магнитного поля с ходом приземной температуры.

### Сопоставление вариаций чисел Вольфа с глобальной температурой

Исследование связи среднегодовых значений чисел Вольфа с аномалиями глобальной температурой, дает неоднозначный результат. До 23-го цикла тренды температуры и числа пятен совпадали, что и позволяло связывать глобальное потепление с солнечной активностью. Но исключение трендов приводит к значительному ослаблению связи.

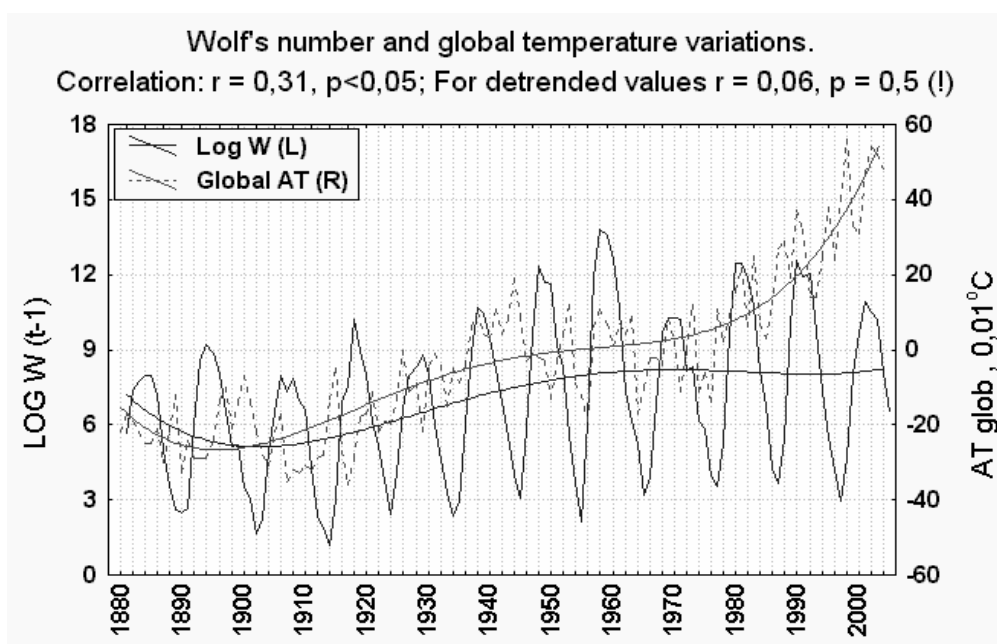
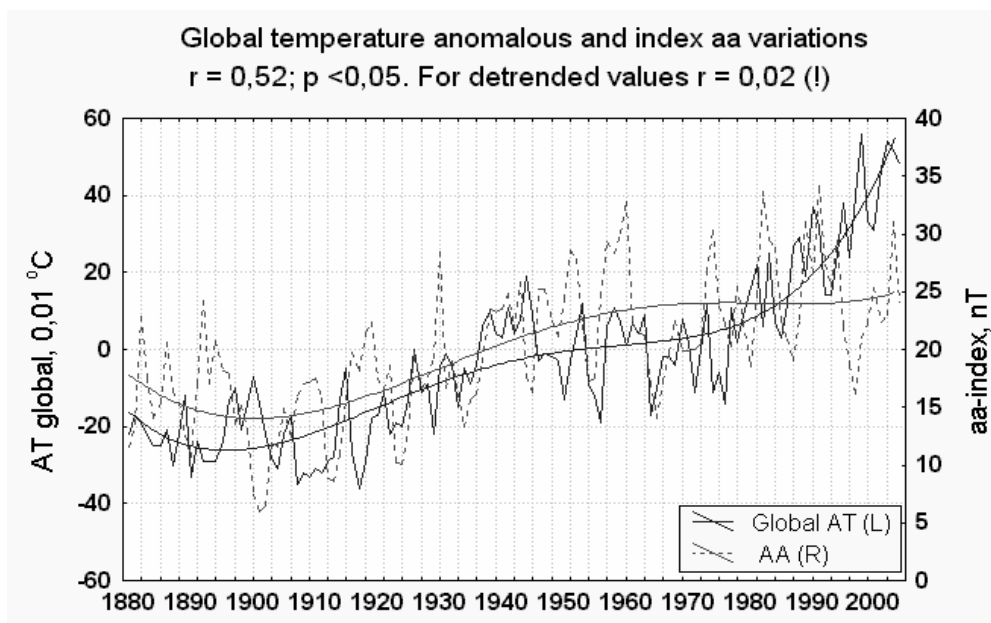


Рис. 1. Сопоставление изменений количества пятен и аномалий глобальной приземной температуры.

Аналогичная картина наблюдается, если вместо индекса числа пятен использовать aa-индекс возмущенности геомагнитного поля (Рис.2). Нестабильность корреляций можно объяснить, во-первых, существованием механизмов связи солнечного и земного магнетизма с температурой только на длительных временных интервалах, не работающих на временной шкале в несколько лет. В то же время отсутствие связи в 23-м цикле может опровергнуть эту гипотезу.

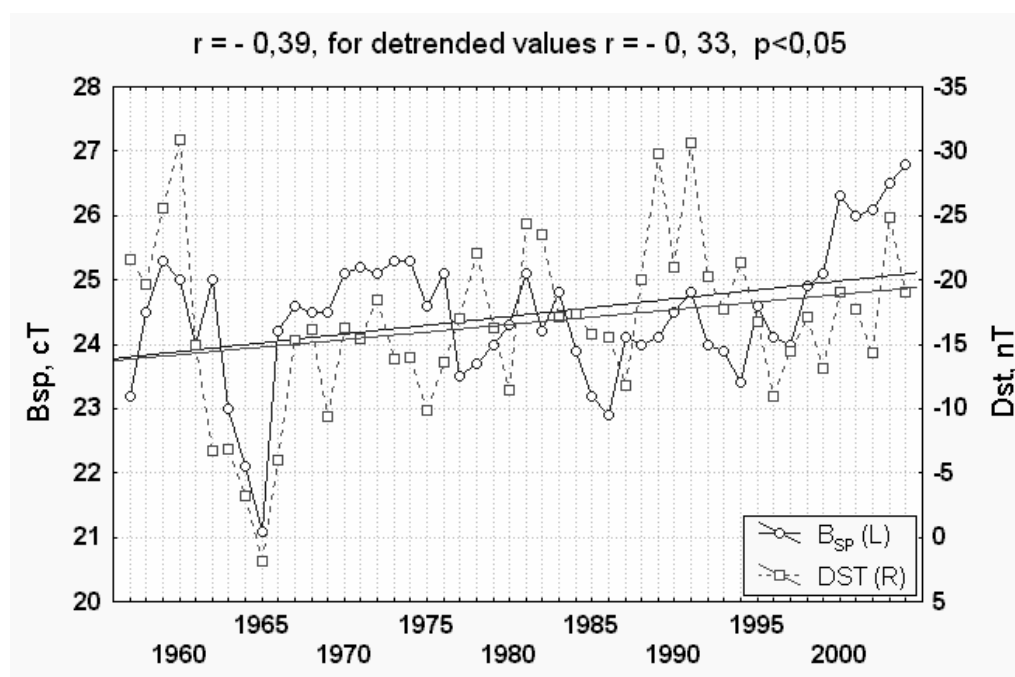
Второе объяснение – неудовлетворительное описание выбранными индексами действительной картины физических процессов, возможно, нелинейных. Очевидно, необходимо от индекса W, косвенно характеризующего солнечный магнетизм, перейти к среднегодовым значениям напряженностей солнечных магнитных полей.



**Рис. 2.** Сопоставление изменений геомагнитного индекса aa и аномалий глобальной приземной температуры.

### Магнитные поля Солнца и Земли

Наиболее точно на Солнце измеряются магнитные поля солнечных пятен. Предложенный нами индекс  $V_{sp}$ , описан в работе [4]. Возможно, что в каждой площадке Солнца магнитный поток флуктуирует точно так же, как и в пятнах, и тогда  $V_{sp}$  является индексом не только локальных, но и глобальных магнитных полей Солнца.



**Рис. 3.** Сопоставление вариаций среднегодовых значений  $V_{sp}$  с геомагнитным индексом  $D_{st}$  в 1957–2004 гг.

На Рис.3 сопоставлены среднегодовые значения напряженностей магнитных полей пятен 30-60 сек. дуги с погодично усредненным индексом ослабления горизонтальной компоненты геомагнитного поля на низких широтах Земли  $D_{st}$ . Видно удовлетворительное совпадение как кратковременных флуктуаций (в частности, совпадение минимумов в 1965 году), так и долговременных трендов. Корреляция между  $V_{sp}$  и  $D_{st}$  отрицательная, при усилении модуля магнитного поля солнечных пятен ослабляется значение горизонтальной компоненты магнитного поля Земли.

Еще выше оказался коэффициент корреляции между модулем магнитных полей пятен всех размеров  $H_m$  и  $D_{st}$  ( $r = -0.74$ ,  $p < 0.01$ ), но распределение  $H_m$  несколько отличается от нормального, скорее всего, из-за более короткого ряда.

Таким образом, можно сделать вывод, что как кратковременное, так и долговременное увеличение магнитных полей солнечных пятен приводит к ослаблению геомагнитного поля

### Геомагнитное поле и климат

Исследуем роль геомагнитного поля в формировании климата. В работе [3] получены высокие отрицательные коэффициенты корреляции между вертикальной компонентой геомагнитного поля и приземной температурой в зимний период и небольшие положительные коэффициенты корреляции летом на средних и низких широтах.

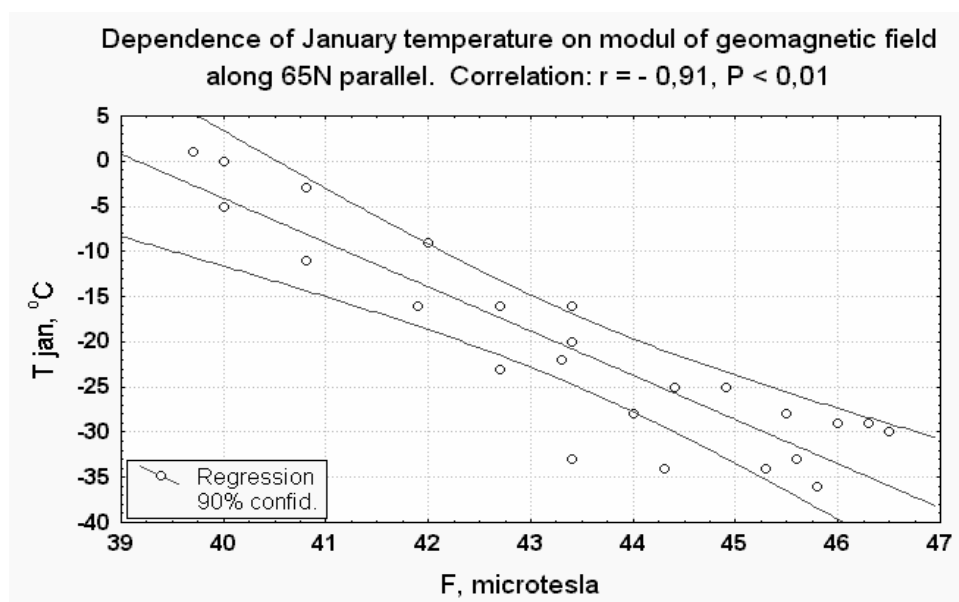
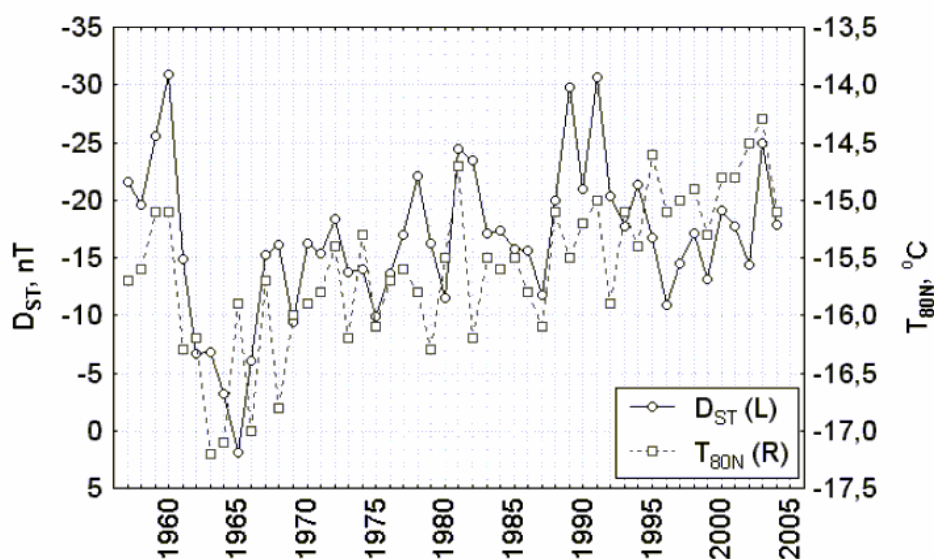


Рис. 4. Зависимость между напряженностью геомагнитного поля и температурой вдоль 65 северной параллели.

Такая же зависимость получена нами (Рис.4), если вычислить полный вектор геомагнитного поля и сравнить его со средними месячными температурами в каждой  $15^\circ$  долготной площадке вдоль  $65^\circ$  параллели, ширину  $5^\circ$ .



Связь среднегодовых температур с геомагнитным полем отрицательна. Уменьшение полного вектора напряженности поля Земли эквивалентно увеличению по абсолютной величине индекса  $D_{st}$ .



**Рис. 5.** Сравнение вариаций индекса возмущенности геомагнитного поля  $D_{st}$  с высокоширотной среднегодовой температурой  $T_{80N}$ . Коэффициент корреляции  $r = -0.53$  ( $p < 0.01$ ).

Рис.5 иллюстрирует приведенные выше соображения о связи индекса возмущенности поля Земли с температурой.

В литературе предложено несколько физических механизмов, которые могут приводить к полученным результатам.

При уменьшении дипольного магнитного момента Земли жесткость геомагнитного обрезания падает, этот эффект имеет большую амплитуду на высоких широтах. Увеличивается ионизация атмосферы, а значит, и облачность. В зимний период облачность на высоких широтах вызывает потепление, а летом на средних и низких широтах – похолодание. Но во время усиления солнечных магнитных полей космические лучи эффективнее «выметаются» солнечным ветром. Разнонаправленные процессы стабилизируют содержание воды в атмосфере, а значит, и температуру Земли. Стабилизирующую роль играют также вариации содержания стратосферного озона. Мы видим только нескомпенсированные тренды в рядах температур. Если их причина – техногенная, то это, скорее, не следствие роста концентрации двуокси углерода, а рост ионизации атмосферы из-за образования инертных радиоактивных газов в работающих АЭС, и, еще больше, – при переработке их отходов.

### Магнитные поля Солнца и температура Земли

Мы сопоставили вариации крайних параметров приведенной цепочки событий – индекс  $V_{sp}$  и среднегодовую температурой авроральных широт, полученную при компиляции данных [1] и [2]. До 1957 года значения  $V_{sp}$

мы смогли восстановить только сглаженными по 3 годам, после – получены по методике, описанной в [4].

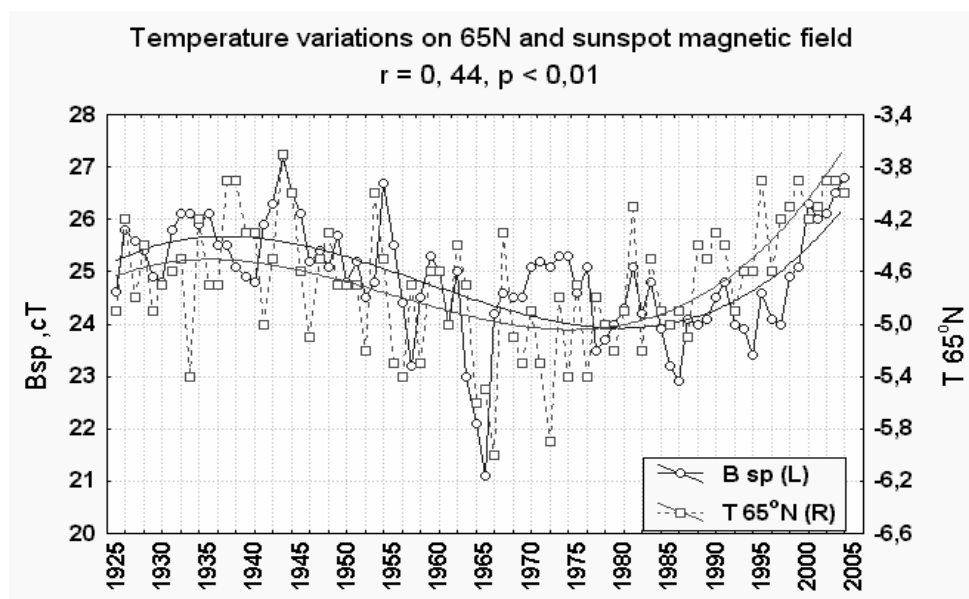


Рис. 6. Вариации среднегодовой температуры на 65° северной широты в сопоставлении с ходом индекса  $B_{sp}$ .

### Выводы

Наш анализ показывает, что солнечные и земные магнитные поля тесно связаны между собой. Отклик геомагнитного поля на вариации солнечного происходит в противофазе без временных сдвигов (на временных промежутках не менее года).

Снижение напряженности геомагнитного поля влечет за собой повышение приземной температуры. Основная причина глобального потепления последних десятилетий – вековой рост напряженностей магнитных полей солнечных пятен.

### Литература

1. **Gruza G.V., Ran'kova E.Ya.** Data on structure and changeability of climate. Temperature of air on sea level. North hemisphere. – Obninsk: Goskom USSR of hydrometeorology and monitoring of the environment, 1979.–203 p.
2. <http://www.giss.nasa.gov/data/update/gistemp/>
3. **Lozitska N.I., Lozitsky V.V.** The influence of cosmic rays on temperature in low Earth's atmosphere // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Suppl. Ser. – 2000, No 3. – P. 508–509.
4. **Lozitska N.I.,** Interannual variations of sunspot magnetic fields from 1924 to 2004. // Kinematics and Physics of Celestial Bodies. Suppl. Ser. – 2005, No5. – P.153–154.

**СУТОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ АЭРОЗОЛЬНОГО ИНДЕКСА  
TOMS-а НАД г. ГАРМИШ-ПАРТЕНКИРХЕН В ТЕЧЕНИЕ  
СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ И ФОРБУШ-  
ПОНИЖЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ГАЛАКТИЧЕСКИХ  
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

**Миронова И.А.**

*Санкт Петербургский Государственный Университет,  
НИИ Физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербург*

**DAILY VARIATIONS OF THE TOMS AEROSOL INDEX OVER  
GARMISCH-PARTENKIRCHEN CITY DURING OF SOLAR PROTON  
EVENTS AND FORBUSH DECREASES OF INTENSITY OF  
GALACTIC COSMIC RAYS**

**Mironova I.A.**

*St. Petesburg State University, Institute of Physics, St. Petesburg*

**Abstract**

*The data from NASA's Total Ozone Mapping Spectrometer (TOMS) to measure the relative amount of aerosol-solid or liquid particles suspended in the atmosphere have been considered. The daily variations of aerosol index of TOMS are analyzed from 1996 till 2005.*

*In this paper the latitudinal variations of the TOMS aerosol index depending on solar proton events and Forbush decreases of galactic cosmic rays are investigated. It is found respond of aerosol on increasing and decreasing of penetrating protons into atmosphere of the Earth.*

**Введение**

В данной статье проводится анализ вариаций аэрозольного индекса, связанных с солнечными протонными событиями (СПС). Для анализа солнечные протонные события отбираются таким образом, чтобы они не были связаны с Форбуш-понижениями интенсивности потоков галактических космических лучей. Для того, чтобы подтвердить эффект воздействия солнечных космических лучей с входящими в их состав солнечными протонами, отдельно рассмотрен также эффект резкого уменьшения интенсивности потока галактических космических лучей. Для этого проводится анализ вариаций аэрозольного индекса в зависимости от Форбуш-понижений интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ). Здесь так же отбираются Форбуш события, не связанные с солнечными протонными событиями, то есть промежуток между СПС и Форбуш-понижениями интенсивности потоков галактических космических лучей должен быть хотя бы пять дней.

Если предположение о влиянии солнечных протонов верно, то эффект резкого уменьшения интенсивности галактических космических лучей должен быть противоположным.

### **Анализ экспериментальных данных**

Для анализа были отобраны данные, полученные со спектрометра TOMS (Total Ozone Mapping Spectrometer - спектрометр общего озонного картирования), расположенного на спутнике центра НАСА (NASA). Спектрометр позволяет определить относительное количество тропосферного аэрозоля (частицы в жидком и твердом состоянии). Пример таких аэрозольных частиц включают в себя частицы пыли, частицы вулканического пепла и смога.

Аэрозольный индекс TOMS-а связан с аэрозольной оптической толщиной, которая в свою очередь определяет, как много света рассеивается или поглощается атмосферными частицами во время прохождения света через атмосферу. Аэрозольный индекс (АИ) меньше чем 0.1 обозначает чистое небо с максимальной видимостью, в то время как АИ равный 2 указывает на наличие сильной облачности. Аэрозольный индекс положителен в случае присутствия в атмосфере аэрозолей поглощающих ультрафиолетовую радиацию, например, частицы вулканического пепла. Аэрозольный индекс отрицателен в случае присутствия в атмосфере аэрозолей, не поглощающих ультрафиолетовую радиацию, например частицы сульфатов.

Каждый день с 1996 года по сегодняшний день спектрометр TOMS измеряет количество ультрафиолетовой радиации поглощенной атмосферой и отраженной от нее обратно. Научные сотрудники центра НАСА используют эти измерения, для того чтобы оценить местоположение и количество аэрозолей присутствующих в атмосфере Земли над этим местоположением. Для данного анализа использовались данные аэрозольного индекса TOMS-а над г. Гармиш-Партенкирхен (48.3 с.ш., 11.0 в.д.).

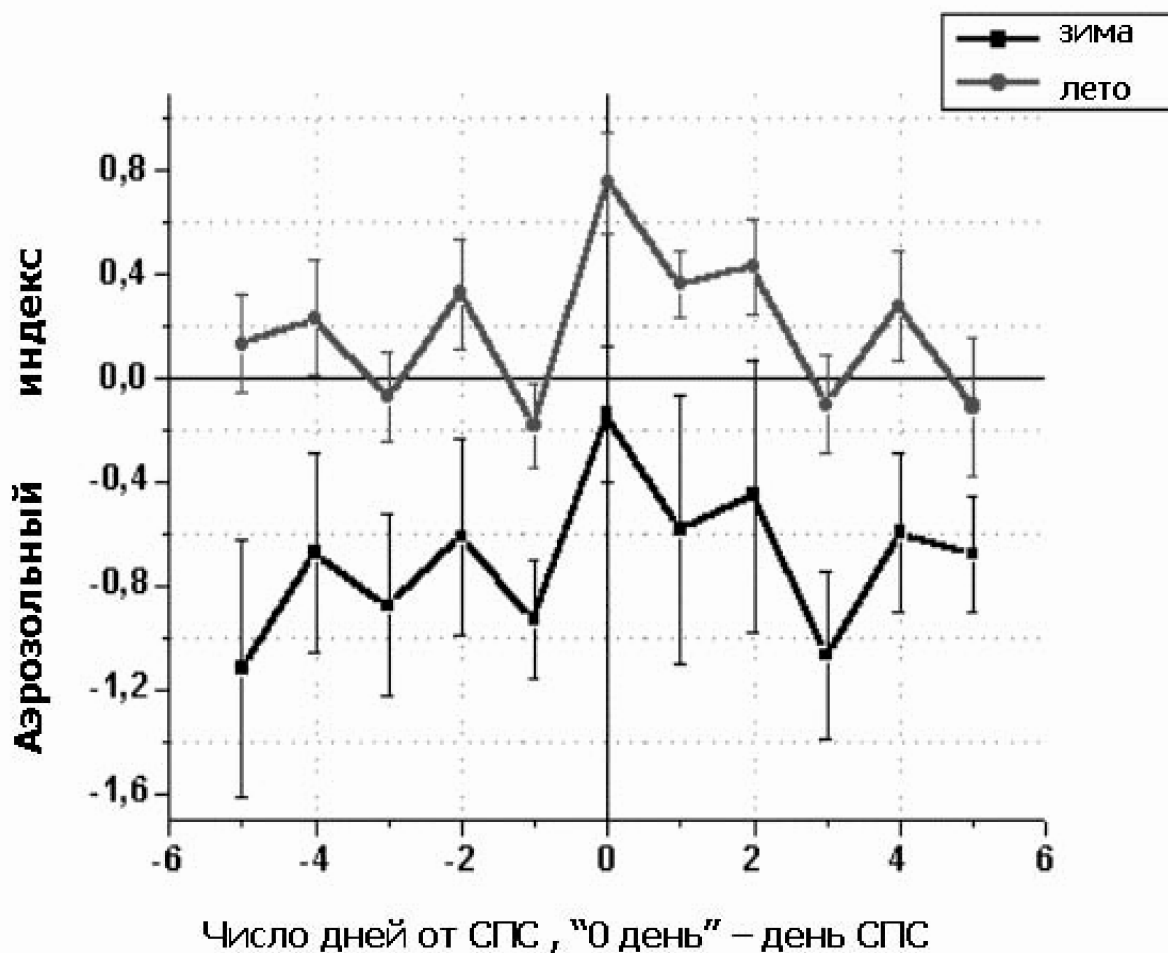
Вариации аэрозольного индекса, характеризующего количество аэрозоля в атмосфере над Гармиш-Партенкирхен, вызванные солнечными протонными событиями, с энергией протонов больше 100 МэВ, за летний и зимний период времени с 1997 по 2004 гг., осредненные методом наложенных эпох, представлены на рис. 1.

На рисунке видно, что численные значения аэрозольного индекса в зимний промежуток времени намного ниже, чем численные значения аэрозольного индекса за летний промежуток времени.

Изменения аэрозольного индекса за 1996 год не анализируются, так как в этот период не было ни одного солнечного протонного события.

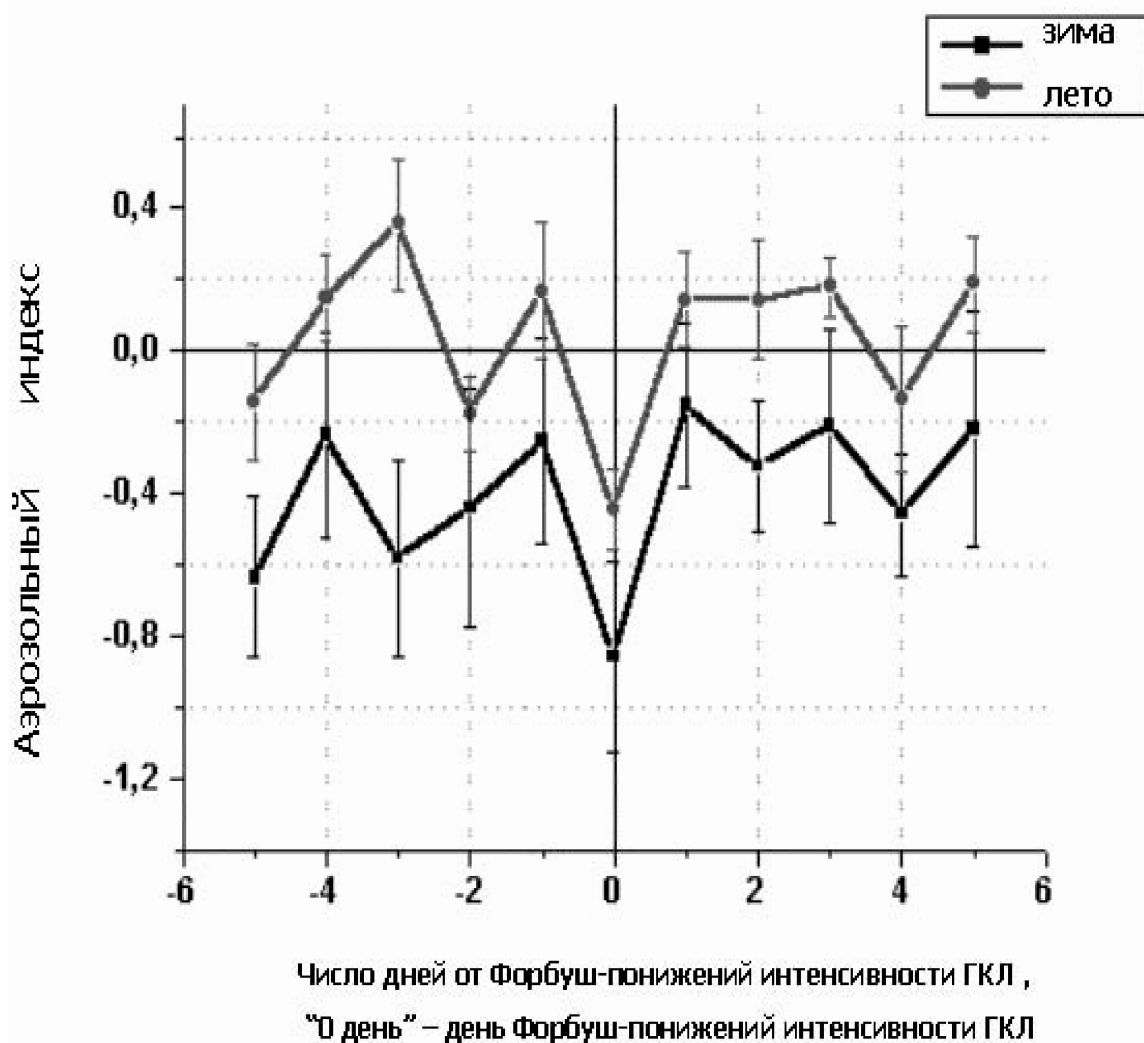
Нулевой день на рис.1. соответствует дню регистрации солнечных протонных событий. Численное отклонение аэрозольного индекса (АИ) относительно среднего уровня вариаций АИ, полученных в течение четы-

рех предшествующих дней до дня солнечного протонного события составляет  $\pm 0.25$  балла.



**Рис.1.** Вариации аэрозольного индекса над Гармиш-Партенкирхен с 1997 по 2004 гг. полученные методом наложенных эпох относительно дня регистрации солнечных протонных событий (СПС). 0 день - день СПС. N - общее число СПС равно 24. Верхняя кривая - вариации аэрозольного индекса за летний промежуток времени с апреля по сентябрь. N - число СПС равно 14. Нижняя кривая - вариации аэрозольного индекса за зимний промежуток времени с октября по март. N - общее число СПС равно 10.

Как видно из рисунка 1, в дни всплесков солнечных космических лучей с энергиями частиц больше 100 МэВ аэрозольный индекс увеличивается на 50%, то есть на 0.5 баллов относительно среднего уровня вариаций. На третий день после СПС амплитуды вариаций аэрозольного индекса выходят на тот же уровень, что и до СПС. В течение двух дней после СПС вариации аэрозольного индекса выше вариаций АИ предшествующих всплеску солнечных космических лучей (СКЛ) дней. Статистическая значимость полученных отклонений максимальна в день солнечного протонного события, что свидетельствует о реальности обнаруженных эффектов всплесков СКЛ в вариациях аэрозольного индекса.



**Рис.2.** Вариации аэрозольного индекса над Гармиш-Партенкирхен с 1997 по 2004 гг. полученные методом наложенных эпох относительно Форбуш-понижений ГКЛ. 0 день – день Форбуш-понижений ГКЛ. N - общее число Форбуш-понижений ГКЛ равно 22. Верхняя кривая - вариации аэрозольного индекса за летний промежуток времени с апреля по сентябрь. N – число Форбуш-понижений интенсивности ГКЛ равно 11. Нижняя кривая -- вариации аэрозольного индекса за зимний промежуток времени со сентября по март. N - общее число Форбуш-понижений интенсивности ГКЛ равно 11.

Для подтверждения гипотезы о воздействии высокоэнергичных протонов на аэрозольный слой рассмотрен и обратный эффект - эффект резкого уменьшения высокоэнергичных протонов. Для этого исследуется поведение аэрозольного индекса до и после резкого уменьшения интенсивности потока галактических космических лучей. На рис.2. показаны вариации аэрозольного индекса в зависимости от Форбуш-понижений интенсивности галактических космических лучей за летний и зимний период времени с 1997 по 2004 гг., осредненные методом наложенных эпох. Отклонение средних вариаций аэрозольного индекса (АИ) относительно среднего уровня, наблюдавшегося в течение четырех суток, предшествующих Форбуш-понижению интенсивности ГКЛ, составляет  $\pm 0.25$  балла. В день рез-

кого уменьшения интенсивности ГКЛ, аэрозольный индекс так же уменьшился, но уменьшился на 0.4 балла относительно среднего уровня вариаций (см. рис.2.). В последующий день вариации аэрозольного индекса выходят на прежний уровень. Здесь, как и в предыдущем случае (см. рис.1.), полученные результаты являются статистически значимыми, что свидетельствует о реальности обнаруженных эффектов.

В заключении нужно отметить, что данные о вариациях аэрозольного индекса во время всплесков СКЛ и Форбуш-эффектов ГКЛ подтверждают гипотезу о воздействии солнечных протонов с энергиями более 100 МэВ на частицы аэрозоля в атмосфере. Поток высокоэнергичных протонов, порождаемый вспышками на Солнце, достигает нижних слоев атмосферы, в свою очередь, протоны ионизируют частицы аэрозоля, происходит слипание частиц и их увеличение. Во время резкого уменьшения интенсивности галактических космических лучей происходит обратный эффект.

### **Выводы**

Основной задачей данного исследования было подтверждение влияния короткопериодных вариаций солнечных космических лучей на оптические свойства атмосферного аэрозоля. Для этого в данной главе проводился анализ вариаций аэрозольного индекса в зависимости от всплесков солнечных космических лучей и Форбуш-понижений интенсивности галактических космических лучей.

Отдельно были проанализированы вариации аэрозольного индекса над Гармиш-Партенкирхен (48.3 с.ш., 11.0 в.д.) во время летнего и зимнего периода. Так же были отдельно проанализированы вариации аэрозольного индекса в зависимости от СПС и Форбуш-понижений интенсивности ГКЛ. Полученные результаты говорят о том, что резкое увеличение интенсивности солнечных космических лучей ведет к увеличению оптических характеристик аэрозоля, т.е. увеличению аэрозольного индекса. При резком уменьшении интенсивности галактических космических лучей обнаружен обратный эффект.

В качестве физического механизма, объясняющего воздействие солнечных протонов на аэрозольный индекс, характеризующий количество аэрозоля в атмосфере, может быть рассмотрен конденсационный механизм изменения прозрачности атмосферы под воздействием как галактических, так и солнечных космических лучей [1]. Космические лучи обладают достаточной энергией, чтобы проникнуть до нижних слоев атмосферы. Проникая в нижние слои атмосферы, космические лучи ионизируют частицы аэрозоля, что приводит к ускоренному росту этих частиц за счет конденсации водяных (или иных) паров и образованию облаков, в силу своей малой толщины прозрачных для инфракрасного излучения Земли.

### **Благодарность**

Данная работа поддержана грантом Министерства Образования и Науки №37852.

### **Литература**

1. **Кондратьев, К.Я., и Г.А. Никольский** (1995) Солнечная активность и климат. 1. Данные наблюдений. Конденсационная и озонная гипотезы. В кн.: Исследования Земли из Космоса, № 5, 3-17.
2. **Ролдугин, В.К., и Э.В. Ващенко** (1994) Изменение прозрачности атмосферы под действием солнечных космических лучей. Геомагнетизм и аэрономия, т.34, с.155-157.



## **ПОТОКИ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНЫХ И ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ IMP-8**

**Подзолко М.В., Гецелев И.В.**

*НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ им. М.В. Ломоносова,  
Москва, Россия*

## **SOLAR AND GALACTIC COSMIC RAY PROTON FLUXES ACCORDING TO DATA FROM IMP-8 MEASUREMENTS**

**Podzolko M.V., Getselev I.V.**

*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,  
Moscow, Russia*

### **Abstract**

*Fluxes of cosmic ray protons of energies >1, 2, 4, 10, 30 and 60 MeV from 1973 according to the measurements in Earth's orbit outside the magnetosphere onboard IMP-8 spacecraft were considered. Using these data total proton fluences for the periods of time from 3 months till 10 years have been calculated.*

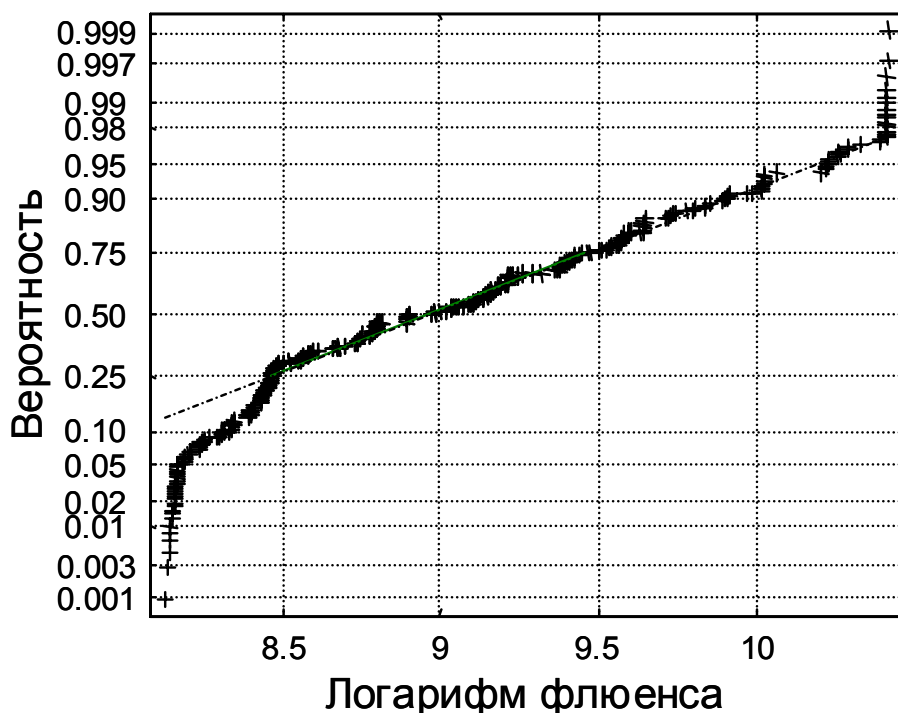
*Statistical analysis of these data has shown that the proton fluence value distribution follows the lognormal law, and the energy distribution of the fluence values that won't be exceeded with the same probability could be well approximated by the power dependence. Furthermore the energy spectra exponent has the smooth dependence from the probability value. It allows us to create simple enough and compact model of the total proton fluences in Earth's orbit outside the magnetosphere.*

*We have found that the data set starting from approximately the middle 1989 had underwent qualitative changes. Thus before this time the profiles of the "background" daily average fluxes of protons of energies >10 and >60 MeV "stick together" and change from  $0.15 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}$  at the maximum to  $0.4 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}$  at the minimum of solar activity. After the middle 1989 the "background" daily average proton fluxes differ and take on the values from  $0.2 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}$  for  $E > 10 \text{ MeV}$  and  $0.3 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}$  for  $E > 60 \text{ MeV}$  at the solar maximum to  $0.55$  and  $0.8 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1} \cdot \text{ster}^{-1}$  correspondingly at the minimum. The proton fluence energy spectra exponent before the middle 1989 tends to  $-1.3$  with the increase of the time interval, while after that it tends to  $-1$ . We assume that it is due to the satellite instrument malfunction taken place in 1989 when strong solar flares had occurred.*

*Proton fluence time profiles within the solar cycles are presented, active and passive phases of the solar cycle have been determined.*

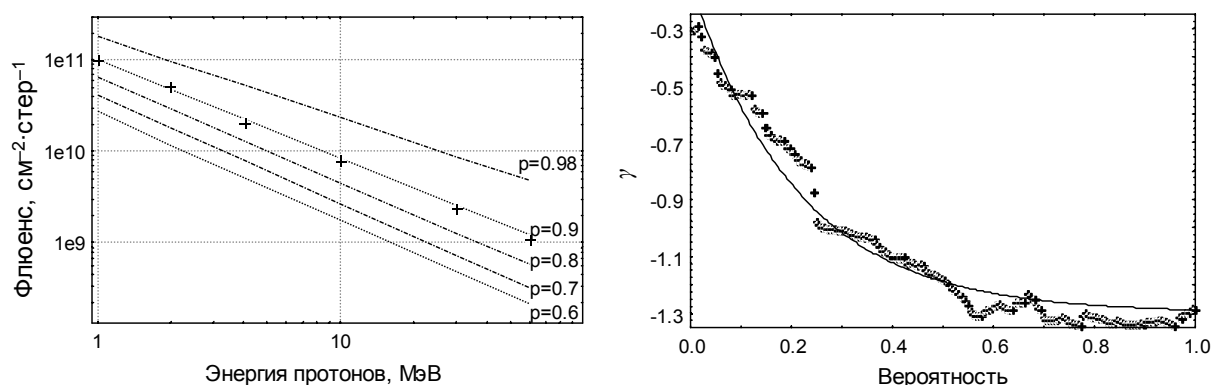
В качестве исходных данных использованы значения потоков протонов с энергиями >1, 2, 4, 10, 30 и 60 МэВ с 1973 г. по результатам измерений на космическом аппарате IMP-8 [1]. Статистический анализ рассчитанных по этим данным интегральных флюенсов протонов за различные интервалы времени от 3 месяцев до 10 лет выявил две важных закономерности. Первая: распределение флюенсов протонов с энергией >10 МэВ по величине описывается логнормальным законом. На рис. 1 в качестве при-

мера приведено распределение логарифмов годовых флюенсов протонов с  $E > 10$  МэВ.



**Рис. 1.** Распределение логарифмов годовых флюенсов протонов с  $E > 10$  МэВ по величине. В выбранном масштабе нормальному распределению соответствует пунктирная прямая. Флюенсы рассчитывались для интервалов длительностью 365 дней, взятых со сдвигом в 1 месяц.

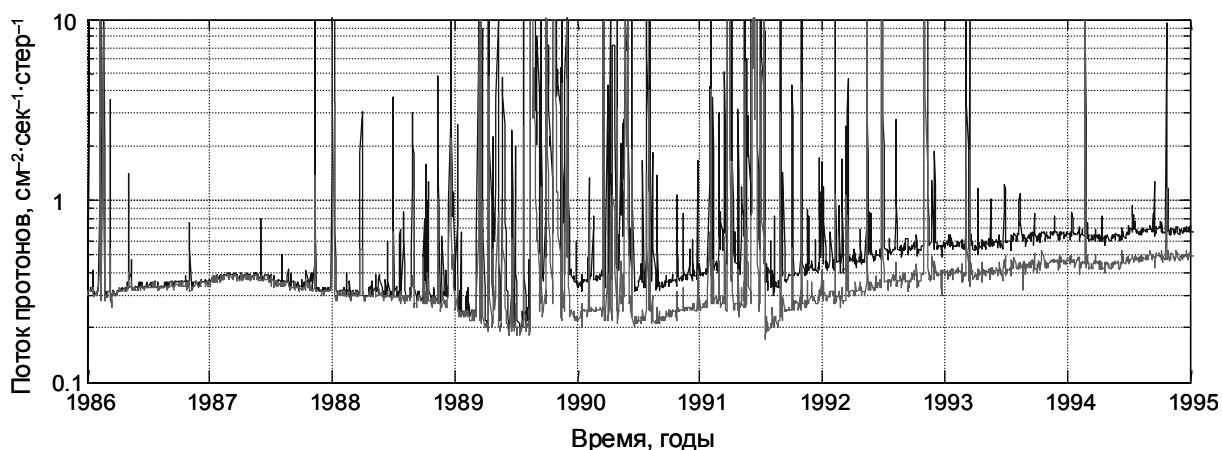
Вторая: распределение значений флюенсов, которые не будут превышены с одинаковой вероятностью  $p$ , по энергии хорошо аппроксимируется степенной зависимостью. Показатель энергетического спектра  $\gamma$  имеет гладкую зависимость от величины вероятности (рис. 2).



**Рис. 2.** Распределение значений годовых флюенсов, которые не будут превышены с одинаковой вероятностью  $p$ , по энергии аппроксимируется степенными функциями; зависимость показателей этих функций от вероятности  $p$  вида  $\gamma = -1.3 + C(t) \cdot 0.01^p$

Необходимо отметить, что при первоначальном анализе данных не удавалось получить хорошую аналитическую зависимость показателя спектра от величины вероятности, параметры которой в свою очередь гладко зависели бы от времени наблюдения  $t$ . Это заставило провести более тщательный анализ исходных данных.

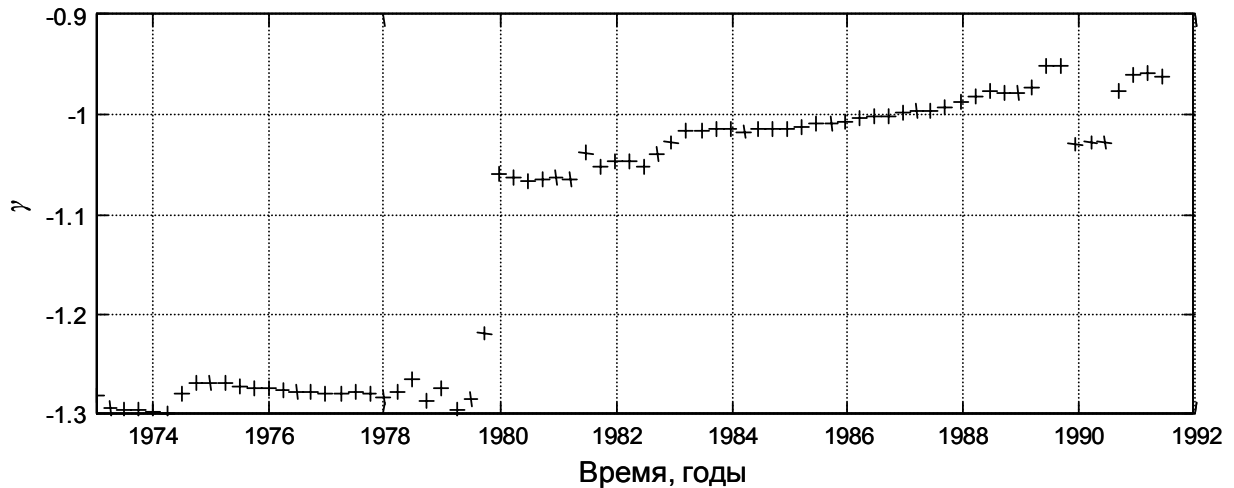
На рис. 3. показан временной ход среднесуточных потоков протонов с  $E > 10$  и  $> 60$  МэВ по данным IMP-8. До примерно середины 1989 года величины потоков в «фоне» совпадают и меняются от  $0.15 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$  в максимуме до  $0.4 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$  в минимуме солнечной активности. Начиная с середины 1989 г., значения фоновых потоков протонов с энергиями  $> 10$  и  $> 60$  МэВ уже различны и возрастают до значений от  $0.2 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$  для  $E > 60$  МэВ и  $0.3 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$  для  $E > 10$  МэВ в максимуме до  $0.55$  и  $0.8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1} \cdot \text{стер}^{-1}$  соответственно в минимуме солнечной активности.



**Рис. 3.** Временной ход среднесуточных потоков протонов с  $E > 10$  и  $> 60$  МэВ.

На рис. 5 приведён временной ход показателя спектра  $\gamma$  10-летних флюенсов протонов СКЛ и ГКЛ. По горизонтальной оси отложено время начала 10-летнего периода. Когда в 10-летний период начинают попадать данные позднее середины 1989 года,  $\gamma$  резко меняется с уровня  $-1.3$  до  $-1$ . Нужно отметить, что в величину показателя спектра  $\gamma$  10-летних флюенсов основной вклад вносят уже потоки протонов от солнечных вспышек.

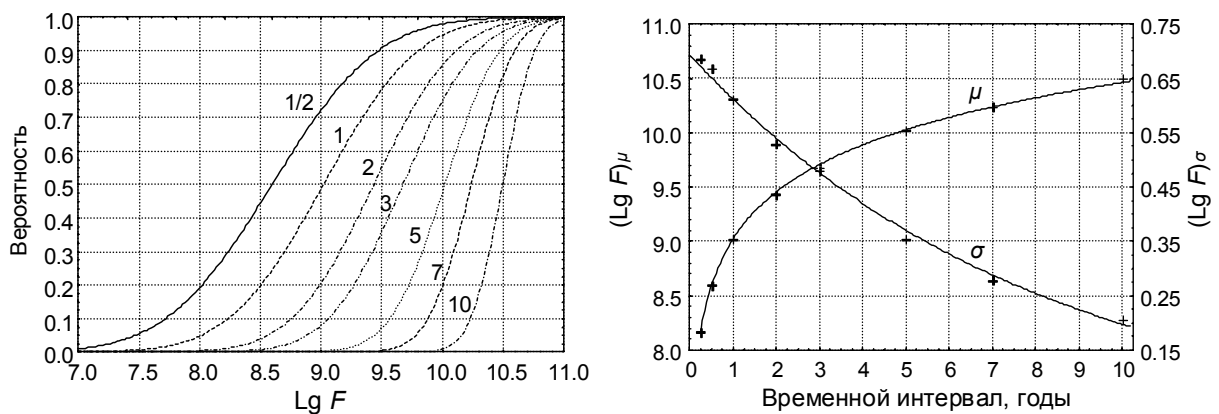
Таким образом, начиная примерно с середины 1989 года величины потоков протонов и «фона», и от солнечных протонных событий по данным IMP-8 претерпевают качественные изменения. Мы предполагаем, что это следствия сбоя в аппаратуре спутника, произошедшего в 1989 г., когда имели место сильные солнечные вспышки.



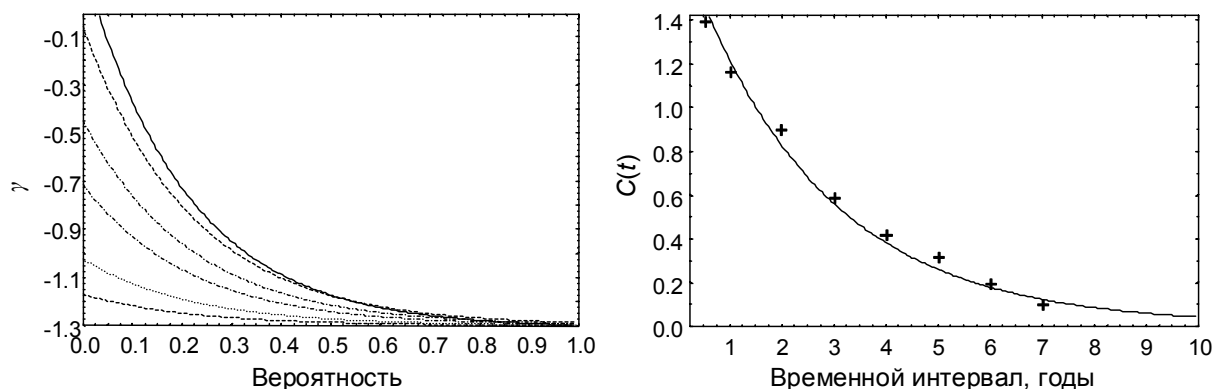
**Рис. 5.** Временной ход показателя спектра  $\gamma$  10-летних флюенсов протонов. Флюенсы рассчитывались для интервалов длительностью 3650 дней, взятых со сдвигом 3 месяца. По горизонтальной оси отложено время начала 10-летнего периода.

При статистическом анализе данных до середины 1989 г. получаются простые гладкие зависимости показателя спектра  $\gamma$  от вероятности  $p$ , параметр которых  $C(t)$  в свою очередь гладко зависит от времени наблюдения  $t$ . Эти результаты были использованы при построении модели.

Модель представлена на рис. 5 и 6. Чтобы с её помощью для времени наблюдения  $t$  найти величины флюенсов протонов различных энергий  $F(>E, p, t)$ , которые не будут превышены с вероятностью  $p$ , сначала из рис. 5 находится величина флюенса протонов  $F(>E_0, p, t)$  с  $E_0 > 10$  МэВ, затем из рис. 6 показатель спектра  $\gamma(p, t)$  и далее из степенной зависимости  $F(>E) = F(>E_0) \cdot (E/E_0)^\gamma$  — величины флюенсов для остальных энергий.

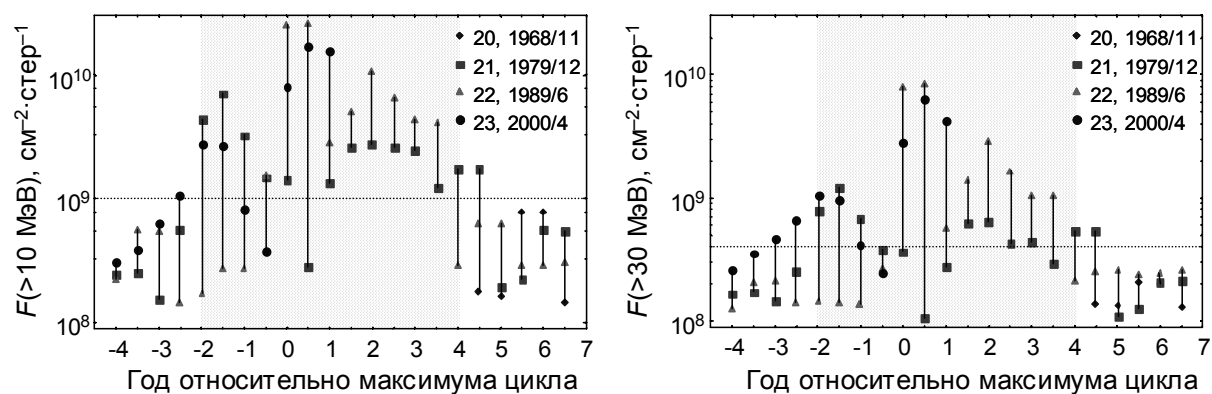


**Рис. 5.** Вероятностные кривые для флюенсов протонов с  $E > 10$  МэВ для разных интервалов времени  $t$  от полугода до 10 лет; изменение параметров этих кривых в зависимости от времени.



**Рис. 6.** Зависимости показателя спектра  $\gamma$  значений флюенсов протонов, которые не будут превышены с одинаковой вероятностью  $p$ , от вероятности для разных интервалов времени (полгода, 1, 2, 3, 5, 7 лет); изменение параметра  $C(t)$  в зависимости от времени.

Кроме того, нами проведено изучение зависимости годовых флюенсов протонов от фазы цикла солнечной активности при помощи метода, предложенного в [2]. Результаты представлены на рис. 7.



**Рис. 7.** Годовые флюенсы протонов с  $E > 10$  и  $> 30$  МэВ. Флюенсы рассчитывались для интервалов длительностью 365 дней с шагом в полгода относительно максимумов циклов, даты которых указаны на рисунке. Пороговые значения флюенсов равны  $10^9 \text{ см}^{-2}\cdot\text{стер}^{-1}$  для  $E > 10$  МэВ и  $4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}\cdot\text{стер}^{-1}$  для  $E > 30$  МэВ.

Как видно из рис. 7, в интервале от  $-2$  до 4 лет относительно максимума солнечного цикла флюенсы в основном превышают, а вне этого интервала — оказываются ниже пороговых значений, которые соответствуют средним значениям логарифмов годовых флюенсов за всё время наблюдений.

### Литература

1. <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/omniweb>
2. **J. Feynman, T.P. Armstrong, L. Dao-Gibner, and S. Silverman**, A New Interplanetary Proton Fluence Model, *J. Spacecraft and Rockets*, 27, 403, 1990.



## **ГЕОМАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ В XIX И XX СТОЛЕТИЯХ**

**Понявин Д.И., Терехин С.Н.**

*Санкт-Петербургский государственный университет,  
НИИ Физики им. В.А. Фока, Санкт-Петербург, Россия*

## **GEOMAGNETIC ACTIVITY IN XIX AND XX CENTURIES**

**Ponyavin D.I., Terekhin S.N.**

*Saint-Petersburg State University, Institute of Physics, Saint-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*In this paper geomagnetic activity variations during the XIX and XX centuries are considered. As a measure of geomagnetic activity historical indices from different observatories are compared in order to find correlations and long-term trends. Statistics of very large geomagnetic storms (superstorms) statistics demonstrate the solar cycle occurrence rate.*

### **Введение**

Успехи в понимании природы электромагнетизма в результате основополагающих исследований Эрстеда, Ампера и Фарадея в начале 19-го века привели к тому, что научное сообщество занялось проблемой происхождения земного магнетизма и геомагнитных вариаций. С этой целью ведущими научными державами Британией, Францией, Германией и Россией в 40-х годах 19-го века за короткий срок была развернута по всему миру сеть из 20 геомагнитных обсерваторий [4]. С этого времени и ведутся регулярные наблюдения геомагнитных вариаций.

Для оценки интенсивности геомагнитных возмущений на геомагнитных станциях необходимо было ввести некоторую количественную меру геомагнитной активности.

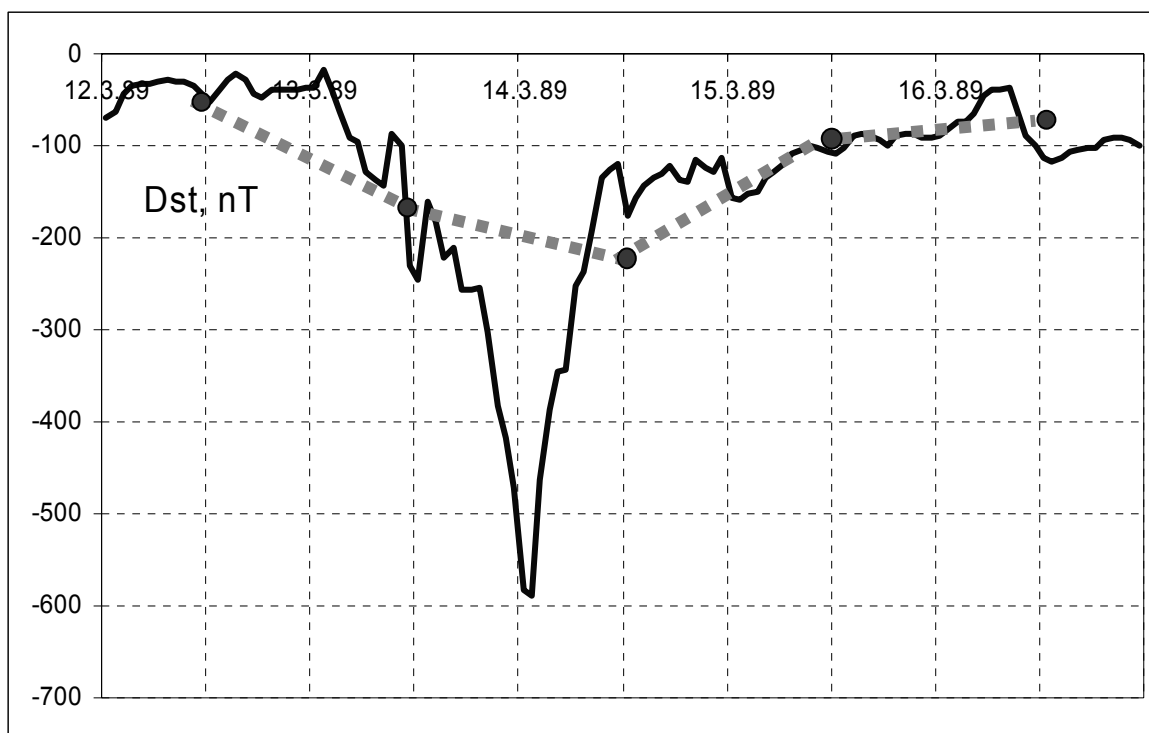
В настоящее время известен ряд индексов, в той ли иной степени отражающих геомагнитные вариации как локального, так и глобального масштаба. Международные или планетарные индексы основаны на локальных индексах и определяются по группе станций в зависимости от географической широты и долготы их расположения.

Относительно длинный ряд данных имеется для aa-индекса с 1868 г. (3-х часовые), с 1932 г. — для Kp (3-х часовые), с 1957 г. — для Dst-индекса (часовые значения).

Интенсивность геомагнитных бурь традиционно определяется по Dst-индексу, характеризующего среднее (по долготе) уменьшение горизонтальной составляющей магнитного поля на низких широтах, вызванного развитием кольцевого тока. Величина геомагнитной бури оценивается по

глубине минимума Dst-вариации. За период с 1957 г. (то есть со времени введения Dst-индекса) по настоящее время на Земле зарегистрирован ряд сильных геомагнитных бурь (супербурь по терминологии [5]), самая мощная из которых приведена на Рис. 1. Как видно на рисунке своей минимальной величины (-589 nT) буря достигла около полуночи по мировому времени 14 марта 1989 г.

Поскольку такой мощности магнитные бури происходят довольно редко (всего несколько экстремальных событий за солнечный цикл), то было бы интересно выяснить, как они проявляются в других геомагнитных индексах, как часто они происходили в прошлом, имеются ли какие-либо закономерности их появления в цикле солнечной активности.

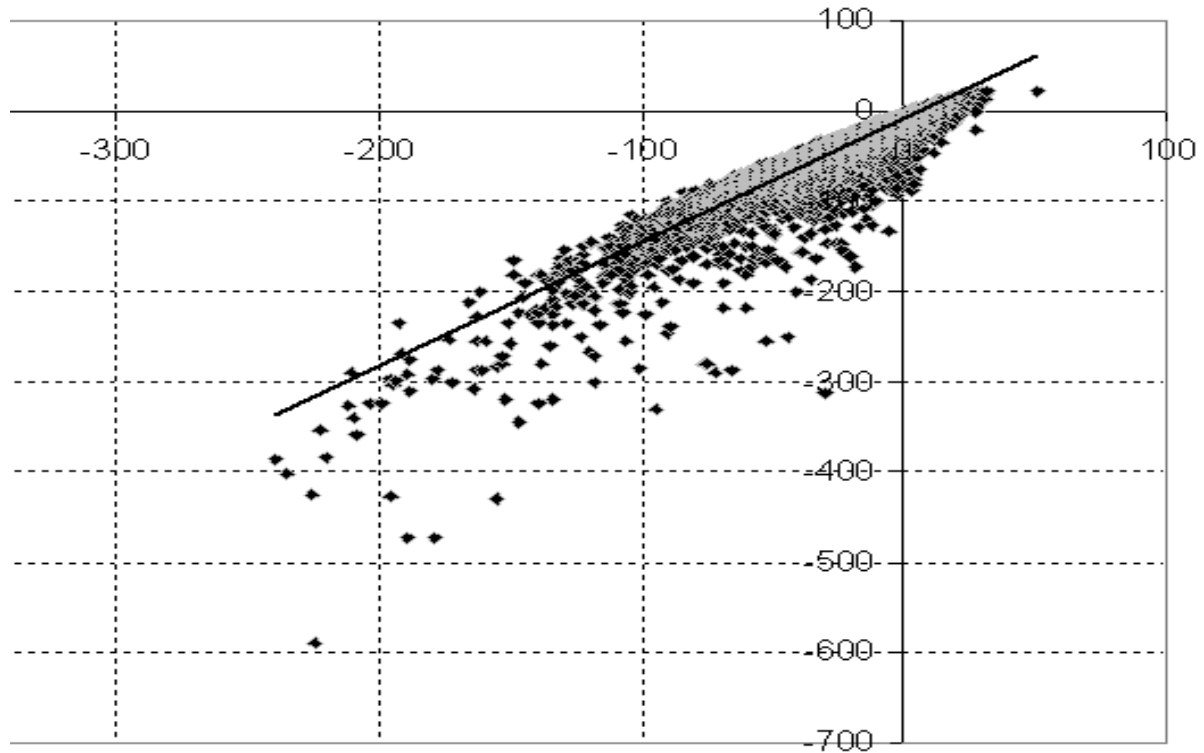


**Рис.1.** Dst-вариация (часовые данные) в ходе геомагнитной бури с 12 по 16 марта 1989 г. Пунктиром обозначена линия, связывающая суточные значения Dst-индекса.

В настоящее время одним из наиболее длинных рядов геомагнитных индексов является ряд индексов C9, представляющий собой простую суточную меру геомагнитной активности по наблюдениям обсерватории Павловска. Относительно однородный ряд данных имеется с 1841 г. [1]. В связи с этим проблема заключается в том, насколько суточная мера отражает появление супербурь. На Рис.1 приведены среднесуточные значения Dst-индекса. Очевидно, величина среднего за сутки индекса зависит как от глубины главной фазы бури, так и от продолжительности восстановительной фазы. Статистика, показывающая связь среднесуточных и минимальных за сутки значений Dst-индекса с 1957 по 2005 гг. приведена на Рис.2. Коэффициент корреляции при этом высокий и составил 0.92 (при общем числе сопоставленных значений 17744). Как видно, если среднесуточный



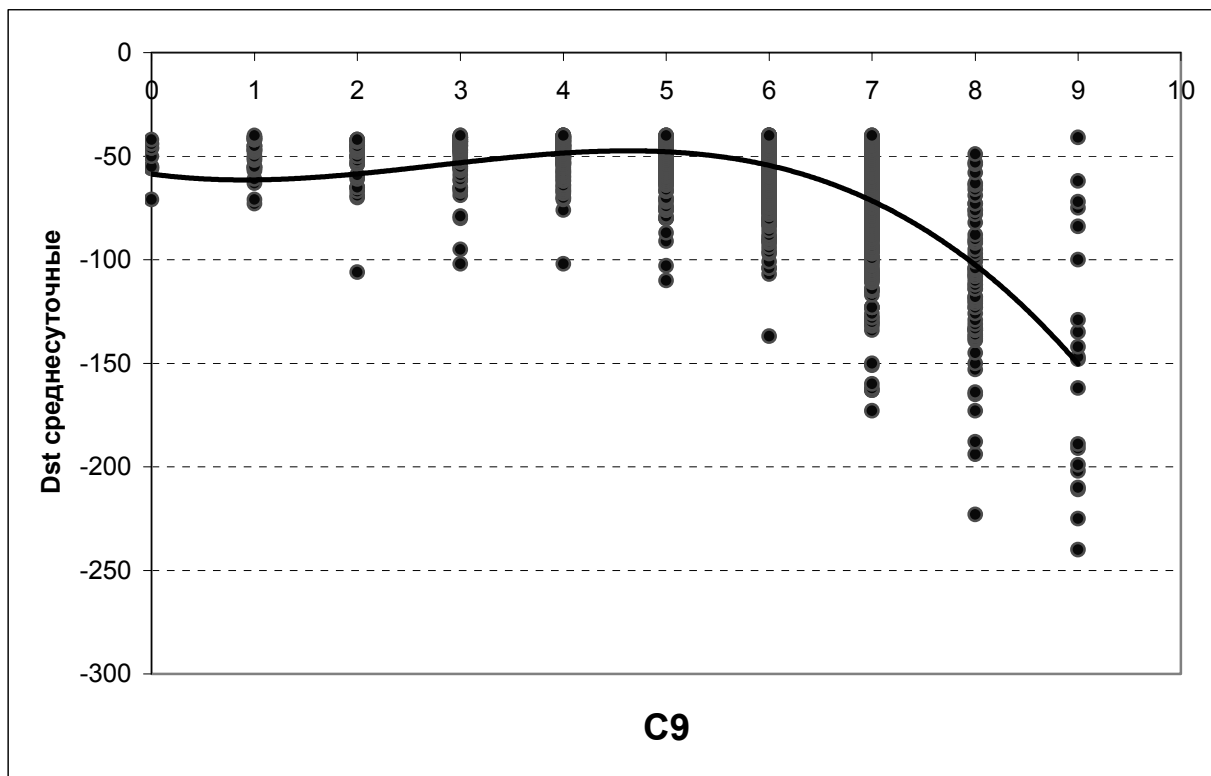
индекс меньше  $-100$  nT, то и минимум Dst-вариации меньше  $-100$  nT (большие бури). При среднесуточном значении менее  $-200$  nT, все точки ложатся от  $-300$  nT и ниже (супербури). Несоответствие суточных и часовых значений, по-видимому, связано с тем, что длительность фазы восстановления непропорционально слабо растет с увеличением глубины минимума главной фазы бури.



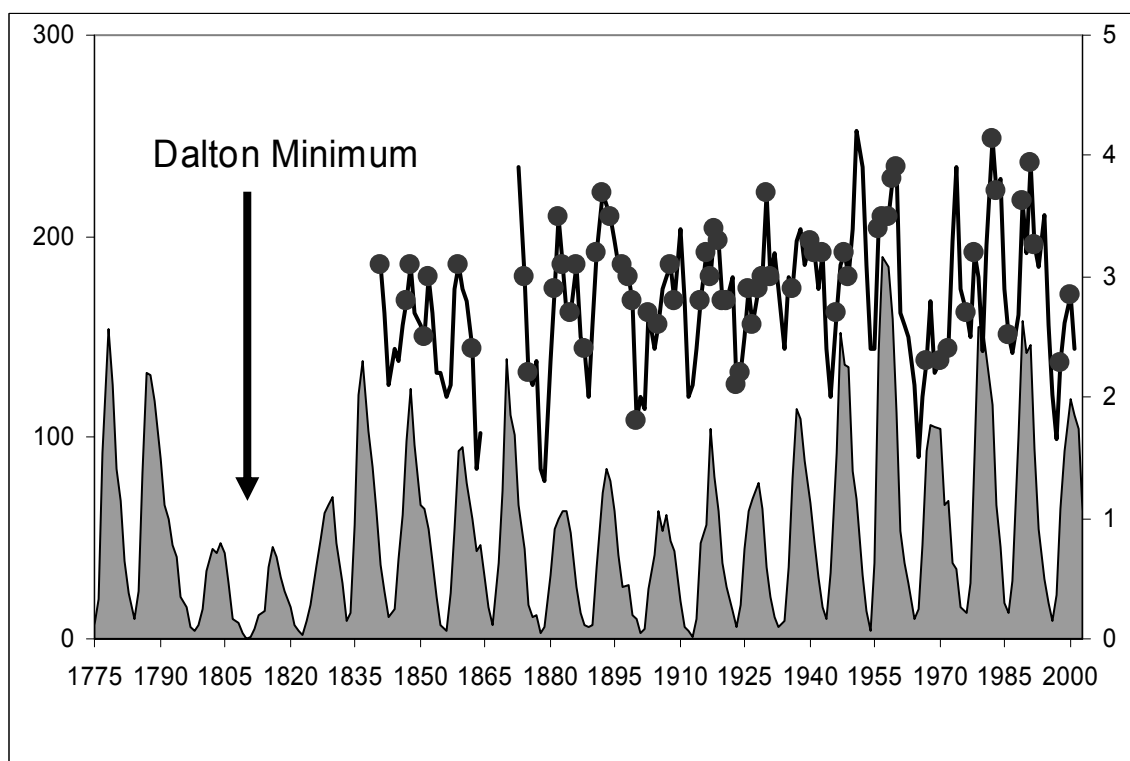
**Рис.2.** Зависимость среднесуточных значений от максимальных за сутки часовых значений Dst-индекса. Проведена линия линейной регрессии.

Таким образом, по среднесуточным мерам геомагнитной активности можно в принципе оценивать интенсивность магнитных бурь. На Рис. 3 показана соответствие среднесуточных значений Dst и суточных индексов C9 (рассмотрено всего около 1500 значений). Связь здесь существенно нелинейная, однако важно, что при больших величинах C9 (8 и 9) Dst-индекс принимает в среднем значения  $-100$  и  $-150$  nT, что согласно Рис. 2 соответствует большим бурям.

Распределение больших бурь по времени их появления приведено на Рис.4, где представлены среднегодовые значения чисел солнечных пятен (с 1775 по 2003 гг.) и индекса геомагнитной активности C9. Даты экстремальных геомагнитных возмущений ( $C9 = 9$ ) помечены на кривой геомагнитной активности маркерами.

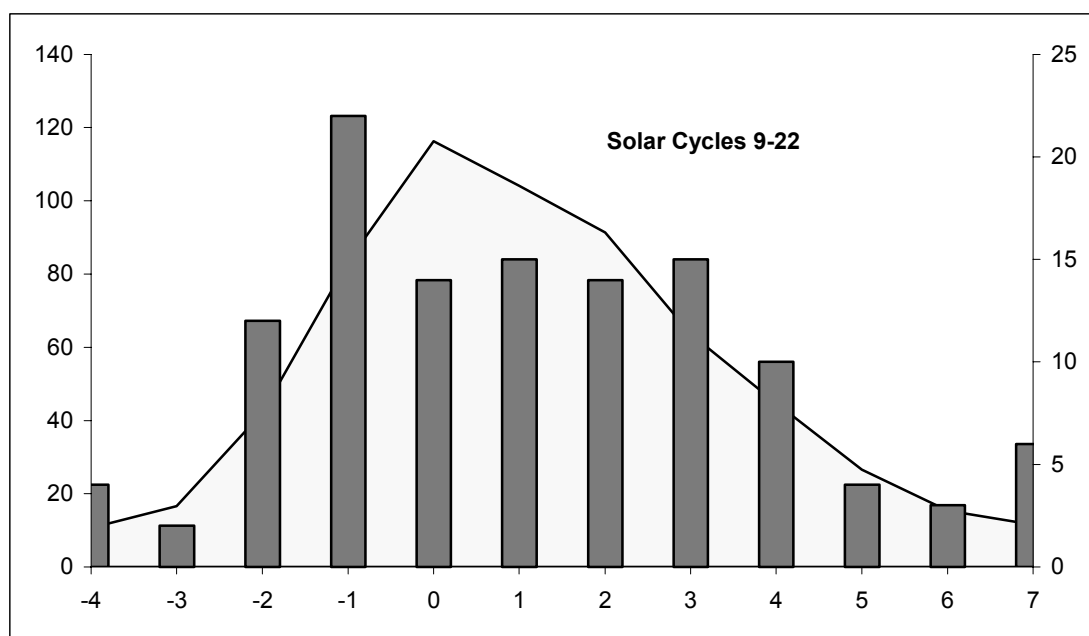


**Рис.3.** Среднесуточные Dst и C9 индексы геомагнитной активности. Проведена полиномиальная кривая регрессии третьего порядка .



**Рис.4.** Среднегодовые значения чисел солнечных пятен (справа) и геомагнитного индекса C9 (слева) с 1775 по 2003 гг. Кружками помечены даты больших геомагнитных бурь.

Как следует из рисунка, частота появления больших геомагнитных бурь в течение 19-го века практически ничем не отличается от 20-го века (отсутствуют признаки какого-либо долговременного тренда). Более того, несмотря на то, что 19-й цикл (по цюрихской нумерации) считается самым большим циклом солнечной активности, по частоте появления больших геомагнитных бурь он особо не выделяется: в 19-м цикле – число бурь равно 13 (по индексу C9), в то время как в 15-м цикле их было 20, в 13-м и 16-м – по 17 очень больших геомагнитных возмущений. Интересно заметить, что согласно оценкам, приведенным в работах [2, 3] событие, произошедшее на Солнце 1 сентября 1859 г. было экстраординарное по своим масштабам и последствиям в солнечной короне, вызвавшим геомагнитную супербурю интенсивностью -1760 нТ, что в три раза превышает амплитуду бури 14 марта 1989 г.



**Рис.5.** Гистограмма появления больших геомагнитных бурь ( $C9 = 9$ ), полученная методом наложения эпох) в зависимости от фазы солнечного цикла. Приведен средний с 9-го по 22-й цикл солнечной активности. (нулевая точка отсчета - год максимума солнечной активности). По оси абсцисс отложено время в годах относительно года солнечного максимума, по оси ординат (справа) – число бурь, слева – число солнечных пятен.

На Рис. 5 представлена гистограмма частоты появления больших геомагнитных бурь в цикле солнечной активности. Гистограмма получена методом наложения эпох, причем за точку отсчета взят год максимума солнечного цикла. Всего было обнаружено 120 событий по индексу  $C9 = 9$  за период времени с 1844 по 1996 гг. (9-22 циклы солнечной активности). Как следует из рисунка, максимум частоты появления больших бурь наблюдается на фазе роста солнечного цикла. В годы максимальной солнечной ак-

тивности наблюдается даже некоторое уменьшение вероятности появления мощных событий по сравнению с фазой роста и фазой спада солнечного цикла.

В результате проведенного исследования можно сделать выводы:

1. Среднесуточная мера геомагнитной активности позволяет оценивать геомагнитные бури большой и очень большой интенсивности (супербури).
2. Анализ исторических данных по геомагнитной активности показывает, что частота и мощность геомагнитных бурь в 19-м веке была подобной и в целом соответствовала частоте и интенсивности бурь в 20-м веке. Долговременных (вековых) трендов в частоте появления экстремальных геомагнитных событий не наблюдается.
3. Вероятность появления больших геомагнитных бурь увеличивается с ростом солнечной активности, показывая максимум частоты появления на фазе роста солнечного цикла

#### Литература

1. *И.Д. Зосимович*, Геомагнитная активность и устойчивость корпускулярной активности Солнца, М.: Наука, 1982.
2. *E.W. Cliver and L. Svalgaard*, The 1859 solar-terrestrial disturbance and the current limits of extreme space weather activity, *Solar Phys.*, 224, 407-422, 2004.
3. *G.S. Lakhina, S. Alex, B.T. Tsurutani, and W.D. Gonzalez*, Research of historical records of geomagnetic storms. In: "Coronal and Stellar Mass Ejections", Proceedings IAU Symposium No. 226, eds. K.P. Dere, J. Wang and Y. Yan, 2005, p.3-15,
4. *H. Nevanlinna*, Results of the Helsinki observatory 1844-1912, *Ann. Geophys.*, 22, 1691-1704, 2004.
5. *D.I. Ponyavin*, Superstorm's occurrence with relation to large-scale structure of the solar wind. In: Proceedings of the First SOLTIP Symposium, eds. S.Fisher and M. Vandas, Prague: Astron. Inst. of the Czech. Acad. of Sciences, 1992, p.189-191.

## **НАБЛЮДЕНИЯ КРУПНЫХ ПЯТЕН В МИНИМУМ МАУНДЕРА И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ**

**Прокудина В.С.**

*ГАИШ МГУ, Москва, России*

## **THE OBSERVATION OF LARGE SUNSPOTS DURING MAUNDER MINIMUM AND SOLAR -TERRESTRIAL RELATIONS**

**Prokudina V.S.**

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

### **Abstract**

*It is known that during Maunder Minimum (1645-1715) the 11-year solar cycles were very low. However at this time the large long-lived sunspots were observed, and from these data the period of solar rotation was first determined. Also the N-S asymmetry of solar activity was noticed. The remarkable peculiarity of this temporal interval was the climatic anomaly (Little Ice Age). The fall of temperature show itself at dendrochronological data and isotopes compositions. The cause of the coldness at Europe during the Maunder Minimum may be the change of Golfstream, when its warm waters did not reach the european coast. The alteration of the global and atmospheric circulation may be connected with the variability of angular velocity of Earth's rotation.*

*It is necessary to notice that during the Maunder Minimum the solar system may pass through the dust clouds of galactic origin, if judge from abundant appearance of comets with large inclination of orbit to the ecliptic and anomal content of isotopes at this period.*

Наблюдения солнечных пятен известны с давних времен, и упоминания об их появлении содержатся в старинных рукописях и летописях.

С изобретением телескопа проводились наблюдения Солнца и планет на многих европейских обсерваториях в Англии, Франции, Италии, Германии с участием выдающихся астрономов.

Одним из важных вопросов исследования цикличности солнечной активности является вопрос о сбоях 11-летнего цикла и, в частности, об отсутствии пятен на длительной временной шкале.

Задачей данного исследования является изучение конкретных наблюдений групп солнечных пятен за период Минимума Маундера (1645-1715), сведения о которых содержатся в публикациях Вольфа [1]. На основании анализа этих данных нами был составлен перечень наиболее крупных пятен за этот период, представленный в Таблице 1.

Следует отметить, что именно по наблюдениям пятен в 1676 и 1678 гг. был определен период вращения Солнца и вычислены основные эле-

менты, включая наклон оси вращения к эклиптике  $i = 7^\circ$ , значения восходящего узла солнечного экватора  $= 79^\circ$  [2].

**Таблица 1.**

№№	Мин	Мах	Даты наблюдений крупных пятен	Климатические аномалии
-9	1645	1649	С 1652 нет сведений о пятнах	1655. Замерзла Балтика
-8	1655	1660	1655.7-21/II - Небольшая группа 1660.27/IV, 9/ V - крупные пятна 1661.II, X – небольшие группы	
-7	1666	1675	1671.9 /VIII, IX-очень крупные пятна 1674.20-31/VIII -пятно 1676.21/VI -7/VII, 6-14/VII-очень крупные пятна (6 S) 1676.30./X-1/XI,19/XI - рекуррентные группы.  1676.16-18/XII - очень крупные пятна 1677.I,10-12./IV-большие группы 1678.25./II - крупные пятна.	1668 - мороз великий
				1669 - замерз Босфор
				1670 - Дунай подо льдом.
				Очень суровая зима от Италии до Голландии.
				1675-1676 жестокие зимы
-6	1679	1685	1680.10/IV-20/V - большие пятна 1680.6 /VIII - пятно 1681.14./IV-15/VI долгоживущие группы 1686.20-30/IV, 22-26/IX – пятна  1688.12/V,30/IX-1/XI,14/XI рекуррентные группы.	1680 - зимы не было.
				1684 –исключительно суровая зима
				1686 - лютые морозы на Русском Севере, суровая зима в Западной Европе.
-5	1689	1693	1689.27-29/X - мощное пятно 1691.3 /IX - пятно  1695.27-30/V-крупные пятна	1690 - студеная зима, голод в России и Польше. 1695 - год великих морозов.
-4	1698	1705	1700. XI, XII, 1702 .V, 1703.V, VI, VII, 1704.III - наблюдали пятна	1709 - очень суровая зима. Адриатическое и Средиземное моря замерзли.

Анализируя данные Таблицы, следует особо выделить крупные группы пятен, наблюдавшиеся в 1660 г.(27.IV - 9.V), 1671 г. (9.VIII), 1676 г. (VI–VII, XI–XII), 1677 г. (I, IV), 1678 г.(II), 1680 г. (IV –V), 1681 г. (IV –VI), 1688 г., 1689 г.(X), 1695 г.(V) (см. Табл.1).

Характерно, что некоторые группы пятен наблюдались в течение нескольких оборотов. Возвращающиеся (рекуррентные) группы были зарегистрированы в 1676 г.(X–XII), 1680 г.(V–VI), 1688 г.(IX–XI).

Таким образом, наличие пятен во время Минимума Маундера является достоверным фактом. Именно на основании этих наблюдений Вольфом были определены моменты максимумов и минимумов 11-летних циклов, нумерация которых приводится в Таблице.

Однако, несмотря на существование 11-летнего цикла следует отметить, что в этот период, особенно в с 1645 по 1660 г.г., действительно наблюдался дефицит пятен. Пятна появлялись редко, и максимумы циклов были низкими и менее продолжительными. Предполагается, что имела место модуляция амплитуды 11-летнего цикла более продолжительными солнечными циклами, включая 200-летний и другие. [3]. Далее следует отметить наличие N-S асимметрии, судя по пятнам, которые в течение длительного времени, с 1672 по 1704 гг. наблюдались на солнечном диске исключительно в южном полушарии, и только с 1705 г. появились пятна в северной полусфере [4].

Результаты моделирования солнечной активности за данный период анализируются в работе [5].

Существование 11-летнего солнечного цикла во время Минимума Маундера было подтверждено также результатами исследований другими методами, в частности, измерениями радиоактивного углерода  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев [6], изучением изотопов в толщах льда, морских отложениях и кораллах [7], а также авроральной активностью [8]. Например, известно, что наблюдались полярные сияния и на средних широтах (48-54°) в Германии особенно в годы появления крупных пятен [9]. Однако уровень геомагнитной активности был втрое ниже, чем для современных 11-летних циклов, и скорость солнечного ветра была меньше [10]. Кроме того, низкая концентрация окислов азота в антарктических льдах, свидетельствовала, по-видимому, также о снижении общего уровня геомагнитной активности [11]. Тем не менее, вопрос об особых свойствах земной магнитосферы в этот период и ее взаимодействии с солнечным ветром остается открытым.

Минимум Маундера представляет значительный интерес с точки зрения проявления солнечно-земных связей и климатических аномалий. Этот период совпал с малым ледниковым периодом, когда в Европе наблюдались суровые и продолжительные зимы, замерзали реки и озера, покрывались льдом Балтийское и Адриатическое моря. Некоторые из этих фактов, взятые из исторических хроник [12], приведены в Таблице.1

Из анализа дендрохронологических данных следует, что во время похолоданий в период Минимума Маундера индекс среднего годового прироста колец деревьев, по данным Аризоны, был значительно ниже, чем в обычный период [13]. Годы с суровыми зимами в Европе характеризовались экстремально низкими значениями индекса прироста колец (см., например, 1668, 1670, 1686 гг.), хотя и наблюдались значительные флуктуации значений индекса от года к году (см. [13]).

Характерно, что похолодание имело глобальный характер и проявлялось как на американском побережье, так и в Европе. Синхронное похолодание наблюдалось, например, в Гренландии и Калифорнии в 1630–1680 гг., судя по изменениям  $^{18}\text{O}$  во льдах.

Известно, что чередование климатических периодов потепления и похолодания в Европе связано с влиянием Северной Атлантики, и температура зависит от циркуляции океанических вод [14]. В холодные периоды Гольфстрим переносит меньшее количество тепла с южных широт, а холодные течения с высоких широт (Калифорнийское, Лабрадорское) вытесняют теплые воды. Когда Гольфстрим усиливается, оттесняются холодные арктические течения и к европейскому побережью поступает больше тепла.

Можно предположить, что значительные климатические аномалии во время малого ледникового периода и, в частности, Минимума Маундера были обусловлены изменениями крупномасштабной океанической и атмосферной циркуляции. Имеются данные, свидетельствующие об ослаблении интенсивности течения Гольфстрим во время Минимума Маундера [15]. Это обстоятельство могло бы объяснить похолодание в Европе.

Характерно, что в период 1660–1680 гг. наблюдался резкий скачек угловой скорости вращения Земли на 10 мс [16]. Подобное замедление могло сопровождаться изменениями циркуляции атмосферы и океана и повлиять на климат.

Наконец, следует отметить особо факт наличия комет с большими углами наклона орбит к плоскости эклиптики [17], перечень которых для периода Минимума Маундера приводится в Таблице 2.

Такое количество комет могло быть обусловлено захватом пылевых облаков из галактической плоскости. Однако детальное исследование этого вопроса возможно на основании анализа концентрации пыли в ледниках и изменения прозрачности атмосферы Земли в прошлом, а также изучения движения Солнца вдоль галактической орбиты [18].

Итак, нами перечислены особенности солнечной активности и климатических аномалий во время Минимума Маундера.



**Таблица 2.** Кометы с большим наклоном орбиты, наблюдаемые во время Минимума Маундера [17].

Годы	перигелий		
	дата	q, а.е.	i °
1652	13.XI	0.85	79.5
1665	25.IV	0.106	103.6
1668	28.II	0.066	144
1672	2.III	0.69	82
1677	6.V	0.28	100
1680	8.XII	0.062	60.7
1683	13.VII	0.56	96.7
1684	9.VI	0.96	65.4
1689	30.XI	0.644	63.2
1695	24.XI	0.042	93.6
1699	13.I	0.75	109
1707	12.XII	0.86	88.6

В этот период наблюдались крупные пятна, существовали долгоживущие активные области, отмечалось наличие 11-летних солнечных циклов и N-S асимметрии.

Солнечно-земные связи в это время четко проявлялись в геомагнитной активности, изменении содержания изотопов.

Что касается причинной связи солнечной активности и резкого похолодания в Европе во время малого ледникового периода, то при оценке роли солнечной активности для изменения погодных условий необходимо, прежде всего, рассматривать процессы глобального изменения океанической и атмосферной циркуляции на Земле, которые и определяют в основном аномальные климатические изменения.

### Литература

1. *Wolf R.* // Astron.Mitteil. Bnd. I-XX. 1856 - 1859, 1877. No.42. S.40.
2. *Vade-mecum de l'Astronomie par J.C.Houzeau.* Annals de l'Obs.Royal de Bruxelli.Bruxells 1882.
3. *Дергачев В.А.* // Геомагн. Аэроном. 1995. Т.59, №7. С.53-62.
4. *Maunder E.W.* // J. Brit.Astron.Assoc. 1922. V.32. P.140.
5. *Nagovitsyn Yu.A.* // Solar Phys. 2005. V.224.
6. *Кочаров Г.Е.* // Изв. АН сер. физ. Т.60, № 8. С.112-120.
7. *Cini Clastognoli, Bonino G. et al.* // Solar Phys. 1999. V.188. P.191-202.
8. *Letfus V.* // Solar Phys. 2000. V.197. P.203-213.
9. *Schroeder W.* / Changes in the interpretation of aurora. Bremen. Science Edition 2000. / Catalogue of auroras.Bremen.Science Edition 1997.

10. *Cliver E.W., Boriakoff V., Bounar K.H.* // Geophys. Res. Lett. 1998. V.25, No.6. P.897-900.
11. *Rood R.T., Sarazin C.L., Zeller E.J., Parker B.* // Nature 1979. V.282. P.701-703.
12. *Борисенков Е., Пасецкий В.Н.* / Экстремальные природные явления в русских летописях XI-XVII вв. Л. Гидрометеиздат. 1983.
13. *Прокудина В., Розанов М.* Изучение климатических аномалий в XI-XX вв. по дендрохронологическим данным / в кн. "Астрономия древних обществ". Москва. Наука. 2002. С.313-330.
14. *Монин А.С., Шишков Ю.С.* // ДАН СССР Т.312. С.59-63.
15. *Zorita E., Storch H., Gonzales-Rouco T.J. et al* // Meteorolog. Zeitschrift. 2004 .V.13. P.271-289.
16. *Сидоренков Н.С.* / Актуальные вопросы геодинамики. М. Наука М 1991.
17. *Всехсвятский С.К.* / Физические характеристики комет. М. Гос. Изд-во физ.-мат. лит. 1958. С. 55. С.114-123.
18. *Гончаров Г.Н., Орлов В.В.* // Астрон. Журн. 2003. Т.80, № 11. С.1002 - 1012.

## **АНОМАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ СПУТНИКА ВО ВРЕМЯ МОЩНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ БУРЬ**

**Прокудина В.С.<sup>1</sup>, Лисов И.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *ГАИШ МГУ, Москва, Россия.*

<sup>2</sup> *Новости Космонавтики, Москва, Россия*

## **ANOMAL MOTION OF THE SATELLITE DURING THE LARGE GEOMAGNETIC STORMS**

**Prokudina V.S.<sup>1</sup>, Lissov I.A.<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup> *Editorial Office "Novosti Kosmonavтики", Moscow, Russia*

### **Abstract**

*The relation between the anomal motion of the satellite and geomagnetic disturbances are analysed. The deviation from the mean orbital motion of the nano-satellite SNAP-1 (parameters of orbit  $i=98$ ,  $a=700$  km) during the period 2000-2003 were studied. The comparison with geomagnetic indices  $Dst$  and  $Ap$  shows, that during the large geomagnetic storms the significant disturbances at orbital motion of satellite were observed Also the data of solar active phenomena, preceding to geomagnetic storms are given.*

Известно, что изучение возмущенного движения спутника является важнейшей практической и теоретической задачей. Аномалии в движении спутников наблюдаются во время магнитосферных и геомагнитных возмущений, обусловленных усилением солнечной активности. После солнечных вспышек, расположенных на геоэффективных долготах можно ожидать нарушений в работе спутников, повреждения электронной аппаратуры и изменения орбитальных параметров движения из-за увеличения аэродинамического торможения [1,2]. Существующая служба предупреждения опасных периодов космической погоды основана на анализе многочисленных данных по солнечной и геомагнитной активности [3,4]

Целью данного исследования является изучение особенностей движения нано-спутника SNAP-1 во время мощных геомагнитных возмущений в 2000-2003 гг., когда наблюдались значительные возмущения в его орбитальном движении. Спутник имел следующие параметры:  $i = 98$ , апогей 700 км,  $e = 268$ ,  $P = 10$  кГ.

На Рис.1-3 приводятся графики изменения орбитального движения спутника SNAP-1. Параметр  $n'$  по оси ординат определяется как изменение угловой скорости орбитального вращения, усредненное за сутки ( $n$  – число оборотов за сутки,  $dn$  – отклонение от среднего движения).

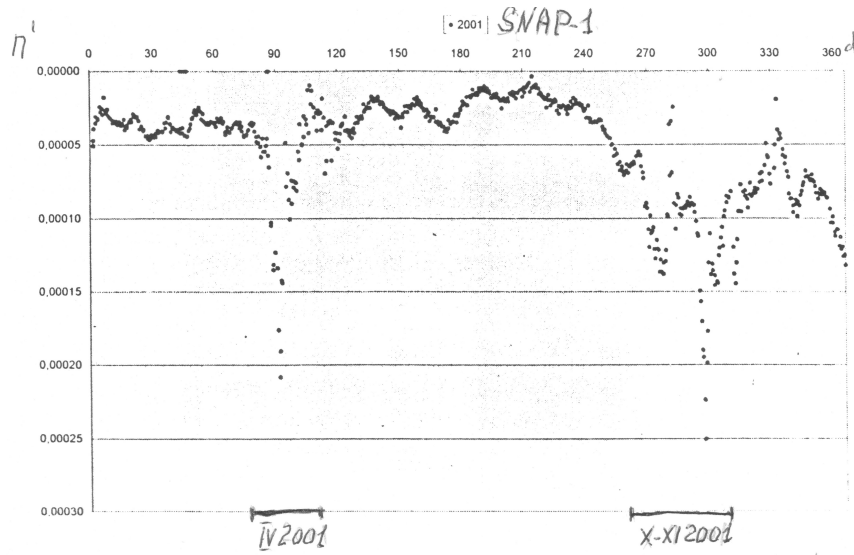


Рис.1.

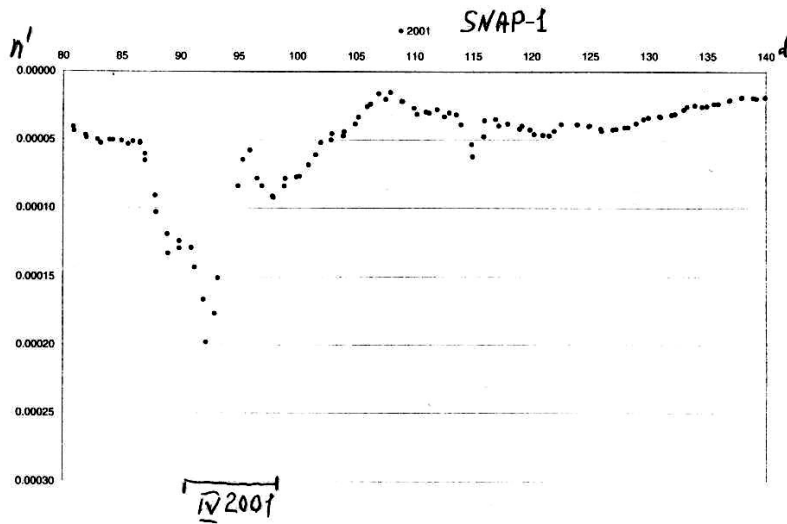


Рис.2а.



Рис.2б.

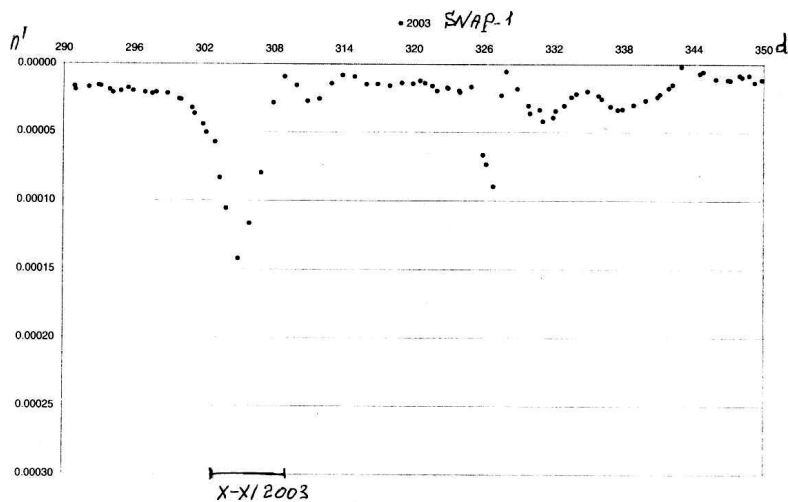


Рис.3.

На графиках можно четко выделить периоды, когда наблюдались значительные аномалии в движении нано-спутника. Эти временные интервалы указаны также в Таблице, где приводится сводка данных за 2000-2003 гг. Здесь перечислены даты, когда наблюдались значительные отклонения в орбитальном движении, а также содержатся сведения о солнечной, геомагнитной и магнитосферной активности за эти периоды. В Таблице указаны вспышки балла X, даны их координаты и время максимума. Отмечены также протонные события и наблюдения корональных транзиентов.

Для характеристики геомагнитной активности приводятся индексы Dst и Ap. Кроме того, с целью описания магнитосферной возмущенности предлагается для рассмотрения индекс внешнего радиационного пояса (Belt Index) [http://www.sel.noaa.gov/ftpdir/list/bi/bi\\_2001.txt](http://www.sel.noaa.gov/ftpdir/list/bi/bi_2001.txt). Этот индекс во время геомагнитных возмущений, особенно во время мощных геомагнитных бурь, увеличивается на несколько порядков. Значения индекса приводятся для различных диапазонов энергии. Нами используется диапазон  $E_p = 2,5 - 6,7$  МэВ (15 канал). Конкретные значения индекса для соответствующих периодов даны в Таблице.

Из анализа данных, приведенных в Таблице и на графиках, следует, что все значительные отклонения в изменениях параметра  $n' = > 10^{-4}$  совпадали по времени с периодами мощных геомагнитных бурь, для которых значения Dst превышали 100 нТ (см. события за XI.2000, III-IV 2001, X-XI 2000, IV, VIII. 2002, X-XI .2003).

Мощным геомагнитным бурям предшествовали вспышки на Солнце, которые сопровождались корональными транзиентами (СМЕ) и протонными событиями.

Характерно, что во время значительных аномалий в орбитальном движении нано-спутника в периоды мощных геомагнитных бурь индекс внешнего радиационного пояса (B1) увеличивался на 3-4 порядка по сравнению с невозмущенными периодами (см. Таблицу). Особенно выделяются даты 29.X.2003 (BI = 41814), 6.XI.2001, (BI = 45746).

Таблица 1.

Дата	Отклонение от среднего движения, $n'_{\max}$	Вспышки						Геомагнитные бури		Индексы радиационного пояса ВІ
		Дата	Балл	Координ.	UT <sub>max</sub>	CME/SCR	Дата	Dst, Ap		
2000 30.XI 335 <sup>d</sup>	$1.2 \cdot 10^{-4}$	24.XI 24.XI	X20/3B X2.3, X1.8	20N,5W	05.02 15.13 21.59	+	26.XI	Геомагн. буря Dst = -117 nT		
2001 2.IV 92 <sup>d</sup> 7.IV 97 <sup>d</sup> 11.IV 101 <sup>d</sup> 4.X 277 <sup>d</sup> 31.X 304 <sup>d</sup> 25.XI 327 <sup>d</sup>	$2 \cdot 10^{-4}$  $0.7 \cdot 10^{-4}$  $1 \cdot 10^{-4}$  $1.4 \cdot 10^{-4}$  $1.4 \cdot 10^{-4}$  $0.7 \cdot 10^{-4}$	29.III 2.IV  6.IV 10.IV  1.X  4.XI 22.XI	X1.7/SF X1.4 X20 X5.7 X2./3B  M9 X1/3B M9/2N	20N,19W 20N, 72W 14N, 52W  23S, 9W  22S, 91W 6N, 18W 15S, 34W	   21.51 19.21 05.30   16.35 23.30	+	30.III –1.IV 31.III 4–5.IV 11.IV 1–3.X 6.XI 24.XI	Геомагн. буря Dst = -358 nT Ap = 155 Геомагн. буря Dst = -257nT Геомагн. Буря Dst = -150, Ap=50 Геомагн.буря! Dst=-277, Ap=112 Dst = -117 nT	4.IV 3855 11.IV 8570 12.IV 2471  2.X 2934 5.XI 15660 6.XI 45746 25.XI 8352 24.XI 41419	
2003 31.X 304 <sup>d</sup>   6.XI 310 <sup>d</sup> 21.XI 325 <sup>d</sup>	$1.4 \cdot 10^{-4}$    $0.29 \cdot 10^{-4}$  $0.66 \cdot 10^{-4}$	28.X 29.X 2.XI 3.XI 3.XI 4.XI	X17/4B X10/2B X8.3/2B X2.7/2B X3.9 X17/3B	16S,8E 18S,2E  8N,77W 19S,83W	11.10 20.49 17.25  09.5 19.32	+	29-31.X – Геомагн.буря! Dst = -401 nT   20-21.XI- Dst = 472	29.X 41814 3.XI 6331  ?		

Максимальные значения индекса наблюдались, как правило, через 2 дня после вспышки и совпадали по времени с максимальным развитием геомагнитной бури.

Возмущения в орбитальном движении спутника могло быть обусловлено изменением плотности верхней атмосферы во время геомагнитных бурь.

Увеличение плотности и температуры земной атмосферы на высотах более 700 км сопровождается увеличением торможения спутника. Так как из-за большого наклона орбиты нано-спутник SNAP-1 проходит полярные широты, то изменение плотности на этих широтах может быть связано с высыпанием энергичных частиц из радиационного пояса во время геомагнитных возмущений.

Это представление не противоречит результатам исследований [5], где изучается связь между аномалиями в движении спутников и изменением концентрации электронов в магнитосфере.

#### Литература

1. **Knowles S.H., Picone J.M., Thonnard S.E. et al.** The effect of atmospheric drag on satellite orbits during the Bastille Day Event. // Solar Phys.2001 V.204. P.387-397.
2. **Baker D.N., Allen J.H., Kanekal S.G. et al.** Disturbed space environment may have been related to pager satellite failure // EOS Transactions AGU.1998.V.79.P.447-483.
3. **Cane H.V., Richardson I.G.** Interplanetary coronal mass ejections in the near-solar wind during 1996-2002 // J. Geophys.Res. 2003. V.108. A 4, 1156 SHH 6.1 -6.13.
4. **Wang Y.M., Ye P.Z., Wang S., Xue X.H.** The Interplanetary cause of large geomagnetic storms: fast forward shock overtaking preceding magnetic cloud // Geophys Res.Lett.2003. V.30, No.13. P.1700.
5. **Baker D.N. et al.** Satellite anomalies linked to electron increases in the magnetosphere // EOS Transactions AGU.1994.V.75. P.401.





*РАЗДЕЛ 2*

**ПОВЕДЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ  
НА БОЛЬШОЙ ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЕ  
И ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА**



## **EMD И ВЕЙВЛЕТ АНАЛИЗ ВАРИАЦИЙ КЛИМАТА И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Барляева Т.В., Понявин Д.И.**

*Санкт-Петербургский Государственный Университет, НИИ Физики,  
Санкт-Петербург, Россия*

## **EMD AND WAVELET ANALYSIS OF CLIMATE VARIATIONS AND SOLAR ACTIVITY**

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

*Saint-Petersburg State University, Institute of Physics, Saint-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*Empirical Mode Decomposition (EMD) and Wavelet analyses were applied to the climate and sunspot time-series toward the problem of global change and response to the solar activity output. As result of these studies the periods of significant solar influence were established. The unprecedented climate response to the solar signal since 1930s was demonstrated.*

### **Введение**

Проблема влияния солнечной активности на климат Земли является весьма интересным и актуальным вопросом, предметом обсуждения в ряде работ. Один из обсуждаемых результатов — существование линейных корреляций между вариациями солнечной активности и такими климатическими параметрами, как атмосферное давление, температура воздуха, НАО-индекс. Однако существует несколько важных возражений:

1. Абсолютные значения коэффициентов корреляций, как правило, не высокие (редко превышают 0.7);
2. Корреляция наблюдается не для всех временных периодов и не для всех планетарных зон.

Вероятно, это можно объяснить следующим образом:

1. Либо вариации солнечной активности не вызывают никакого отклика в климатической системе, а обнаруженные корреляции носят случайный характер;
2. Либо отклик есть и он существенно нелинеен. В этом случае вполне объяснимы как невысокие в целом коэффициенты линейных корреляций, их нестационарность во времени, так и пространственно неравномерный отклик солнечного сигнала в регионах Земли.

В последнее время появились работы, в которых используются нелинейные (либо линейные, но позволяющие выявить нелинейности во взаимодействии систем) методы анализа данных: вейвлет-анализ, построение рекуррентных графиков процессов, фрактальный и мульти-фрактальный ана-

лиз, методы, позволяющие выявлять тренды в рядах и т.д. Результаты таких исследований представлены, например, в работах [1, 3, 4, 5, 6].

Задачей данной работы является анализ набора инструментальных и реконструированных палео-данных (температуры воздуха, NAO и SOI-индексов) с целью выявления периодичностей, а также поиск солнечного сигнала в этих рядах (в качестве показателя солнечной активности рассматриваются числа Вольфа). Используются методы, позволяющие выделить в сигнале нестационарные моды и проследить их эволюцию на рассматриваемом промежутке времени — вейвлет-анализ и разложение по эмпирическим модам (Empirical Mode Decomposition, EMD).

### Методология

Приведём краткое описание используемых методов.

#### **Вейвлет-анализ**

Вейвлет-анализ – достаточно хорошо известный (примерно с начала 1990-х годов) инструмент исследования рядов данных. Он позволяет выявить полосу доминирующих частот в нестационарном сигнале и проследить их эволюцию.

Строится спектр сигнала по вейвлет-функциям. Математическое определение непрерывного вейвлет-преобразования последовательности  $x_n$  состоит в следующем ([7]):

$$W_n(s) = \sum_{n'=0:N-1} x_{n'} \psi^*[(n'-n)\delta t/s],$$

где  $\psi$  – локальная вейвлет-функция,  $s$  – масштабный параметр,  $n$  – локальный временной индекс.

В данной работе в качестве локальной вейвлет-функции используется вейвлет Морле, определяющийся следующим образом:

$$\Psi_0(\eta) = \pi^{-1/4} \exp(i\omega_0\eta) \exp(-\eta^2/2),$$

где  $\omega_0$  – безразмерная частота, здесь  $\omega_0 = 6$ , а  $\eta$  – безразмерный временной параметр.

Подробно теория вейвлет-анализа изложена в обзоре [7].

#### **Метод разложения по эмпирическим гармоникам (EMD)**

Этот метод был предложен в 1998 году в работе [2]. Его основные преимущества по сравнению с другими методами состоят в том, что EMD-анализ даёт хорошие результаты при исследовании нестационарных и нелинейных сигналов (в отличие от Фурье-анализа, дающего хорошие результаты только для стационарных сигналов), а также в том, что при EMD-анализе выделяется набор доминирующих мод, что удобно при интерпретации результатов (в отличие от вейвлет-анализа, результатом применения которого является выделенная полоса частот).

Алгоритм EMD-метода можно схематически представить следующим образом.

Предполагается, что любой заданный сигнал  $x(t)$  может быть разложен по конечному числу мод:

$$x(t) = m_k[x](t) + \sum_{k=1:K} d_k [x] (t), \text{ где } d(t) - \text{ амплитуда } k\text{-ой компоненты.}$$

Далее:

- 1) определяются экстремумы  $x(t)$ ;
- 2) строятся огибающие  $e_{\min}(t)$  и  $e_{\max}(t)$  по верхним и нижним экстремумам кривой;
- 3) рассчитывается среднее значение  $m(t) = (e_{\min}(t) + e_{\max}(t))/2$ ;
- 4) считаются отклонения от среднего  $d(t) = x(t) - m(t)$ ;
- 5) проделывается то же самое для кривой отклонений от  $m(t)$ .

Процедура повторяется до тех пор, пока от исходного ряда не остаётся только тренд.

Подробнее метод и возможности его применения описаны в работе [2].

### Экспериментальные данные

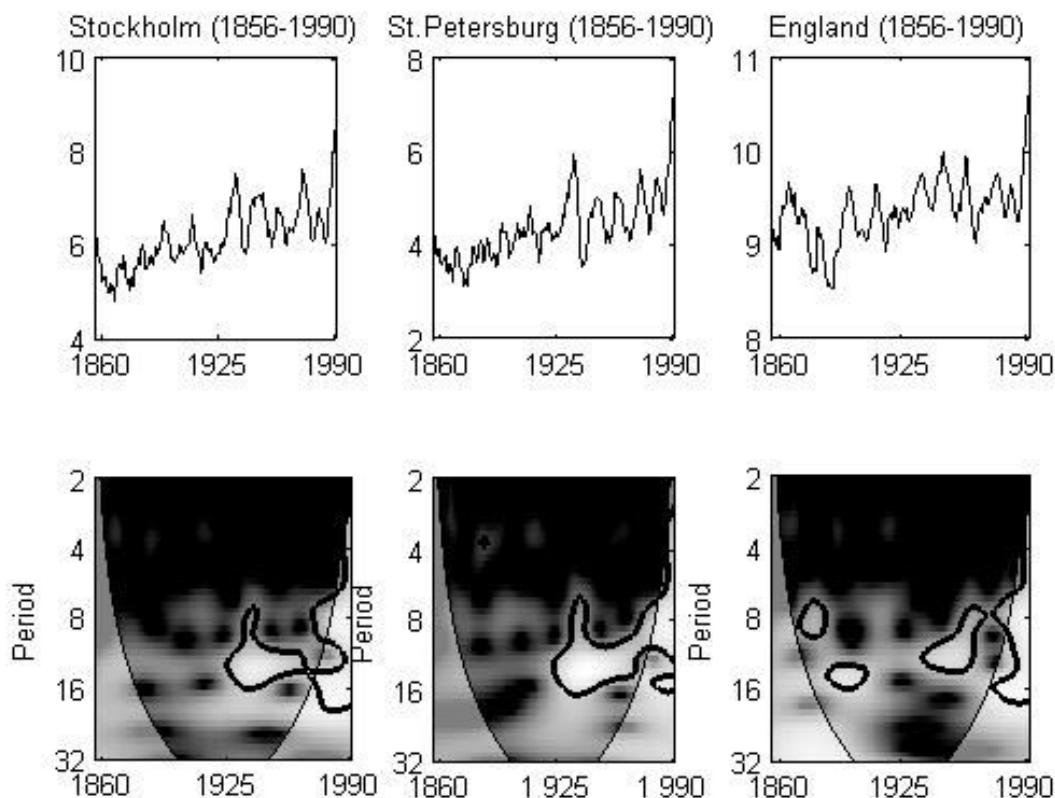
В данной работе использованы инструментальные записи температуры воздуха для Стокгольма, Санкт-Петербурга и Центральной Англии за 1856-1990 годы. Это достаточно длинные ряды данных для северной части Европы, находящейся в непосредственной близости от места формирования климата Северной Атлантики.

Для анализа вариаций температуры воздуха, а также NAO- и SOI-индексов на более продолжительных временных масштабах были использованы реконструированные ряды, техника восстановления которых подробно описана в работе [4]. Реконструкция данных производилась с использованием различных технологий – на базе информации, сохранившейся в кораллах, кольцах деревьев, ледниках и документальных свидетельствах. Продолжительность этих рядов составляет 300-2000 лет.

В качестве характеристики вариаций солнечной активности используются числа Вольфа (база данных NGDC (National Geophysical Data Center): <http://ngdc.noaa.gov/ngdc.html>).

### Обсуждение

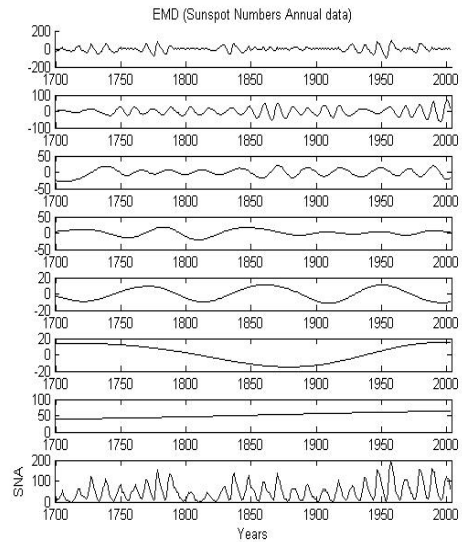
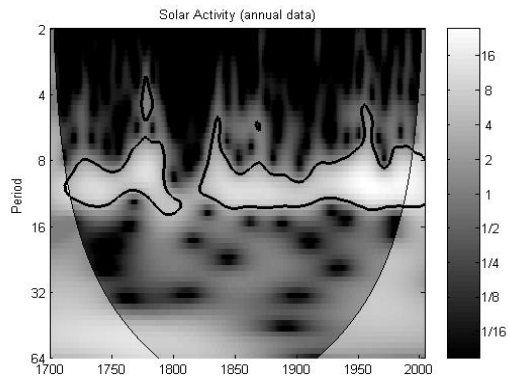
На Рис.1 приведены результаты вейвлет-преобразования (Рис.1б) инструментальных данных для Стокгольма, Санкт-Петербурга и Центральной Англии (Рис.1а). На приведённых графиках видна выделенная частота, соответствующая периодичности  $\sim 11$  лет. Эта периодичность прослеживается не за весь рассматриваемый период времени, и её характер отличается для исследуемых регионов. Периодичность проявляется после 1925 года и носит сходный характер для Стокгольма и Санкт-Петербурга (из-за их близкого географического расположения), но оказывается иной в случае Центральной Англии. Этот факт можно объяснить влиянием Гольфстрима на формирование английского климата.



**Рис.1.** а – верхний ряд графиков: инструментальные данные по температуре воздуха для Стокгольма, Санкт-Петербурга и Центральной Англии;  
 б – нижний ряд графиков: вейвлет-преобразования соответствующих рядов.

11-летняя периодичность является характерной для солнечной активности. Результаты применения вейвлет-преобразования и EMD-метода к исследуемому ряду приведены на Рис.2(а, б). На графике для EMD явно видны компоненты, соответствующие таким периодам вариаций солнечной активности как, например, 11-летний и вековой.

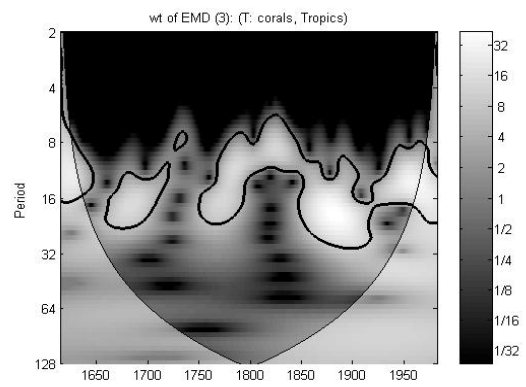
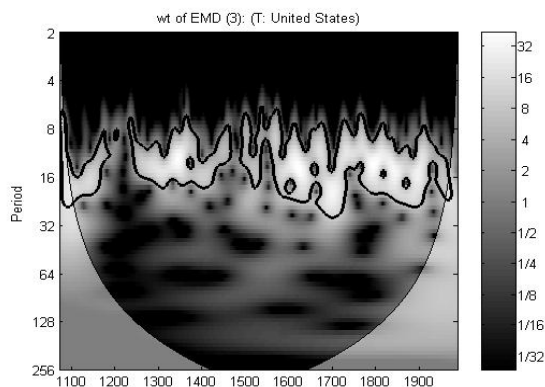
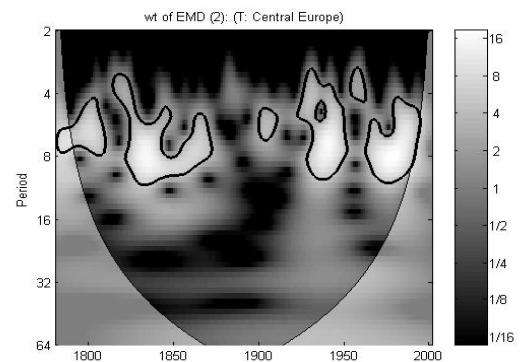
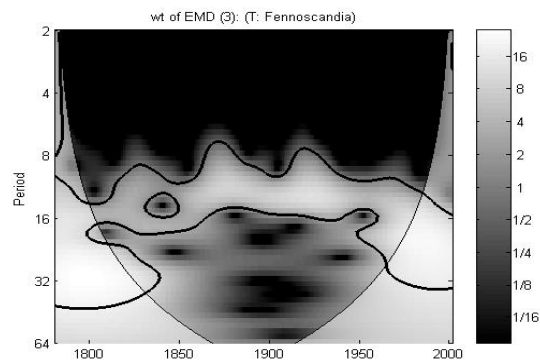
Из Рис.1 видно, что инструментальные данные по температуре имеют 11-летнюю периодичность, начиная с ~1925 года (для Центральной Англии – немного сложнее). Представляется интересным узнать, были ли такие же отклики климатических параметров на солнечный сигнал ранее. Для этого рассмотрим реконструированные данные по температуре воздуха. На Рис.3 приведены результаты вейвлет-преобразования EMD-компонент, соответствующих периодичности ~11 лет для нескольких регионов: Фенноскандия, Центральная Европа, Северная Америка (Западная часть) и Тропики (Тихий океан, недалеко от Западного побережья Южной Америки). Логика такого, последовательного, применения EMD-метода и вейвлет-анализа такова: в данном случае можно рассматривать EMD-метод как фильтр, который позволяет выделить в рассматриваемом сигнале более простые моды, а с помощью вейвлет-анализа исследуется эволюция выделенных мод.



А

Б

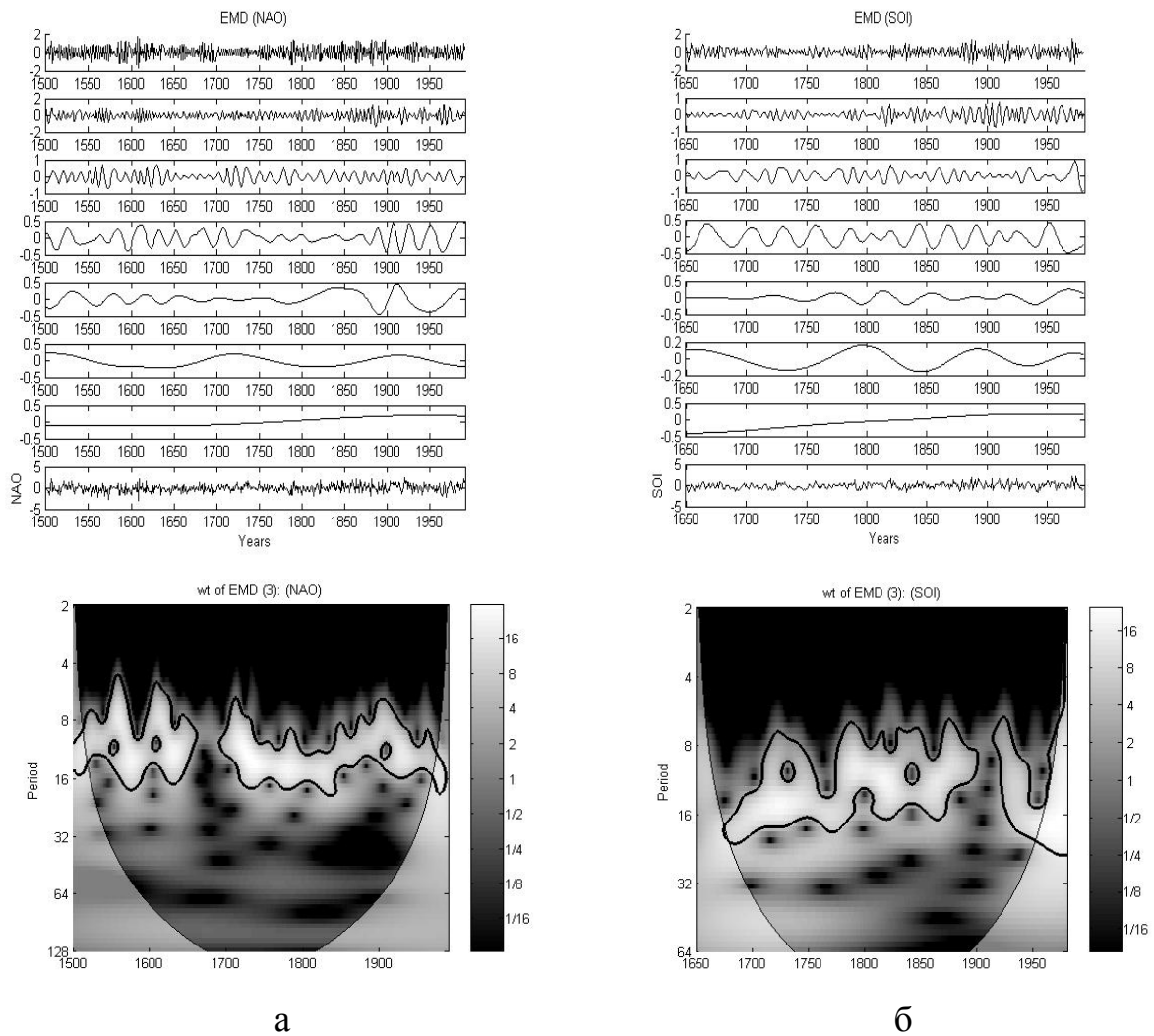
**Рис.2.** Вейвлет (а)- и EMD (б) - анализ среднегодовых значений чисел Вольфа; вейвлет-анализ выделенной EMD 11-летней компоненты (в).



**Рис.3.** Результаты вейвлет-преобразования EMD-компонент, соответствующих периодичности  $\sim 11$  лет для Фенноскандии, Центральной Европы, Северной Америки и Тропиков.

На приведённых графиках виден стабильный отклик на солнечный сигнал в северных районах (Фенноскандия), менее стабильный отклик в континентальных зонах (Центральная Европа – здесь 11-летняя периодичность проявляется лишь иногда), достаточно явно прослеживающийся от-

клик в прибрежных (приокеанических) зонах, а также отклик в зонах контакта океанских течений между собой и с сушей (Тропики). Результат для зон контакта океанских течений с сушей согласуется с результатом для инструментального ряда температурных данных по Центральной Англии, где на климат влияет Гольфстрим.



**Рис.4.** Результаты EMD-анализа и вейвлет-преобразований EMD-компонент, соответствующих периодичности ~11 лет (мода 3, нумерация мод сверху вниз на верхних графиках), для NAO- (а) и SOI- (б) индексов.

Рассмотрев данные по температуре, перейдём к таким важным характеристикам климатической системы, как индексы NAO (во многом характеризует климат в северных районах Атлантики) и SOI (характеризует южные Тихоокеанские районы). На Рис.4 приведены результаты EMD-анализа и вейвлет-преобразований EMD-компонент, соответствующих ~11-летней периодичности, для NAO- и SOI-индексов.

Из приведённых графиков видно, что сигнал явно прослеживается как для NAO-, так и для SOI-индекса, но более стабилен для NAO (на Рис.4 масштабы приведённых графиков разные).



Интересно заметить, что периоды наиболее ярко выраженного 11-летнего сигнала приходятся на периоды, когда амплитуда вариаций чисел Вольфа возрастает (см. Рис.3 - график для Центральной Европы).

Однако вернёмся к проблеме уникальности климата за последние ~75 лет, которая обсуждается в работе [4] и подтверждается результатами, приведёнными на Рис.1. В нашем исследовании были использованы не только инструментальные, но и реконструированные в прошлое данные. А насколько верны реконструкции климатических рядов в прошлое? Реакция на внешние изменения различных природных объектов, используемых для реконструкции (деревья, кораллы и т. д.) исследовалась в наше время, и алгоритмы реконструкции тестировались на современных инструментальных данных ([4]). А, как показывают инструментальные данные (Рис.1), за последние годы климатическая система особенно чувствительна к солнечному сигналу. То есть, реконструкция верна в предположении, что реакция климата Земли на внешние воздействия не изменялась на протяжении столетий и даже тысячелетий, что может быть неверным. А если реакция климата, действительно, была другой, то реконструированные ряды «включают» солнечный сигнал.

Таким образом, рассмотренные инструментальные ряды свидетельствуют об уникальности климата за последние ~75 лет (особенно хорошо это видно из графиков Рис.1 для Стокгольма и Санкт-Петербурга). Из приведённых же графиков для реконструированных данных видно, что подобный 11-летний сигнал в климатических данных наблюдался и ранее, в некоторые промежутки времени. Однако, возможна погрешность в реконструкции из-за предположения, что реакция климата на внешние воздействия не изменялась в течение столетий и даже тысячелетий.

### **Выводы**

В результате проделанной работы можно сделать следующие выводы о вариациях солнечной активности и климатических параметров:

- ~11-летний сигнал прослеживается в температурных (инструментальных и реконструированных) данных;
- этот сигнал нелинеен: он проявляется по-разному в разных регионах планеты и в разные временные интервалы;
- наиболее стабильно сигнал наблюдается в северных регионах планеты;
- отклик прослеживается не только в северных и океанических зонах, но и на континентах в периоды наибольшей активности Солнца;
- в инструментальных данных, начиная примерно с 1925-1930-х годов, 11-летний (солнечный) сигнал проявляется наиболее отчетливо.

### **Благодарности**

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования Российской Федерации, грант №37852.

## Литература

1. **A. Grinsted, J.C. Moore, and S. Jevrejeva**, Application of the cross wavelet transform and wavelet coherence to geophysical time series, *Nonlinear Processes in Geophysics*, 11, 561-566, 2004.
2. **N.E. Huang, Z. Shen, S.R. Long, M.C. Wu, E.H. Shih, Q. Zheng, C.C. Tung, and H.H. Liu**, The Empirical Mode Decomposition and the Hilbert Spectrum for Nonlinear and Nonstationary Time Series Analysis, *Proceedings of the Royal Society of London, Ser. A*, 454, 903-995, 1998.
3. **S. Jevrejeva, J.C. Moore, and A. Grinsted**, Influence of the Arctic Oscillation and El Niño-Southern Oscillation (ENSO) on ice conditions in the Baltic Sea: The wavelet approach, *J. Geophys. Res.*, 108 (D21), 4677, 2003.
4. **P.D. Jones and M.E. Mann**, Climate over past millennia, *Reviews of Geophysics*, 42, 1-42, 2004.
5. **N.R. Rigozo, D.J.R. Nordemann, E. Echer, A. Zanandrea, and W.D. Gonzalez**, Solar Variability Effects Studied by Tree-Ring Data Wavelet Analysis. *Advances in Space Research*, 29, 1985-1988, 2002.
6. **G. Rilling, P. Flandrin, and P. Goncalves**, Empirical mode decomposition, fractional gaussian noise and Hurst exponent estimation, G. R., P. F. and P. G. IEEE-ICASSP, March 19-23, Philadelphia, USA 2005.
7. **C. Torrence and G.P. Compo**, A Practical Guide to Wavelet Analysis, *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, 79, 61-78, 2002.

## **УГОЛ НАКЛОНА ВОЛОКОН В ПЕРИОД 1919-2003 гг.**

**Васильева В.В., Тлатов А.Г.**

*Кисловодская горная астрономическая станция ГАО РАН*

## **INCLINATION of FILAMENTS in 1919-2003 YEARS**

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

*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory*

### **Abstract**

*The analysis of distribution of solar filaments is carried out according to observatory Meudon during 1919-2003. For this purpose weather maps of solar chromospheres and the centers of activity [1] on which have been allocated and digitizing filaments have been scanned. The data on each filament contain the information on an arrangement, length and other geometrical characteristics. Dependences of distribution of number and the length of filaments from time, and also latitude drifts are constructed. The analysis of longitudinal distribution, asymmetry of filaments in northern both southern hemisphere and other characteristics is carried out.*

*The analysis of dependence of corners of an inclination of filaments to equator is executed. The corner of an inclination depends on a phase of a cycle of activity and has a maximum during an epoch of a maximum of activity, achieving characteristic sizes of 10-15 degrees. Inclinations of filaments are connected to a level of solar activity and the more, than above a level of the current cycle. During a minimum of activity corners of an inclination of filaments are minimal. During an epoch of 1919-1980 connection between an average corner of an inclination of filaments during an epoch of a minimum of a cycle and amplitude of the subsequent cycle of activity is observed. The rule in this case works, the it is less angel of an inclination of filaments to a meridian grid, the there will be more amplitude of the subsequent cycle of activity.*

### **Введение**

Распределение волокон на диске Солнца характеризует свойства крупномасштабных магнитных полей. Систематические наблюдения волокон ведутся примерно с 1915 года на обсерватории Кодайканал (Индия), Медон (Франция), Моунт-Вилсон (США). По данным наблюдений обсерватории Медон с 1919 года по настоящее время публикуются синоптические карты, на которых нанесены долгоживущие, эруптивные волокна, а также центры активности и флоккульные поля. Часть данных уже предварительно обработана и представлена в виде таблиц на интернет-сайте [www.ngdc.noaa.gov](http://www.ngdc.noaa.gov). В этих таблицах находится информация о положении волокон, моменте времени, а также другие характеристики в виде двух наборов данных за периоды 1919-1956 и с 1957 по 2000 годы с добавлением данных других обсерваторий. В тоже время, для ряда задач, например,

изучения характеристики с наложением на другие виды наблюдений, необходимо иметь базу данных векторизованных изображений.

Целью настоящей работы является создание базы данных волокон, позволяющей восстанавливать их форму и положение, а также анализ полученной информации с целью исследования солнечной цикличности.

### Исходные и оцифрованные данные

Исходными данными служили атласы, синоптических карт по данным наблюдений обсерватории Медон. Часть данных, за период 1919-1992 (обороты 876-1850), опубликована в атласах, а часть, начиная с оборота 1931 (1998 г.), представлены в Интернете.

Для работы с данными нами были отсканированы атласы синоптических карт. На отсканированные данные и данные изображений первоначально наносилась гелиографическая сетка. Далее проводилась векторизация волокон, по специально разработанной для этого компьютерной программе. Общее число нанесенных волокон составило 78042.

На рис.1. представлены вариации числа волокон на синоптических картах. Отчетливо выделяется 11-летняя мода, отражающая солнечную активность. Вместе с тем, на рисунке видно, что среднее число волокон в период 1919-2005 годов росло. Вероятно, это связано с изменением методики и качества наблюдений. Более объективной характеристикой может служить общая длина волокон на синоптических картах, представленная на рис.2. До периода 1988 года эта величина проявляет большую стабильность и связь с солнечным циклом, чем число волокон. В тоже время с 1988 года, очевидно, произошла смена методик, и на синоптические карты стали наноситься слабые волокна и каналы волокон.

Для каждого волокна также были определены параметры: средние координаты, длина, размеры по широте и долготе, угол наклона и другие.

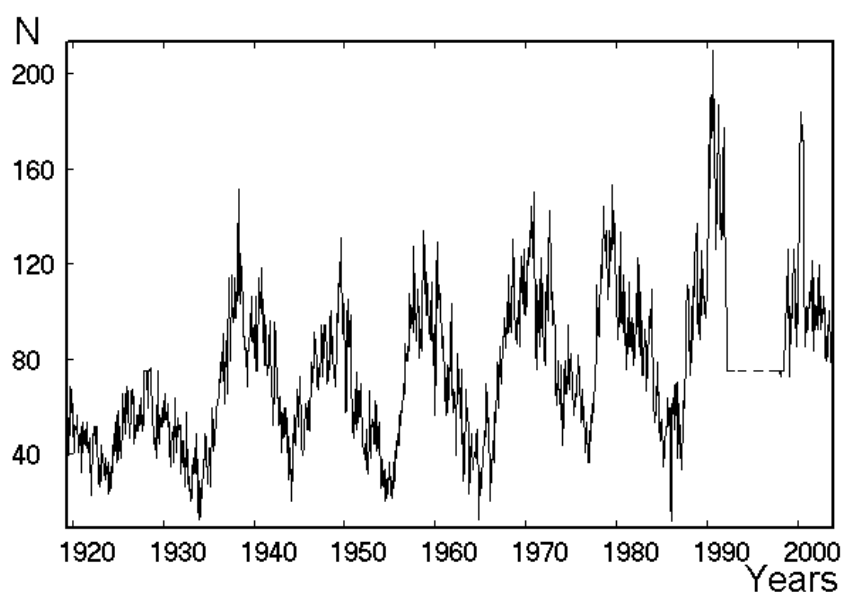
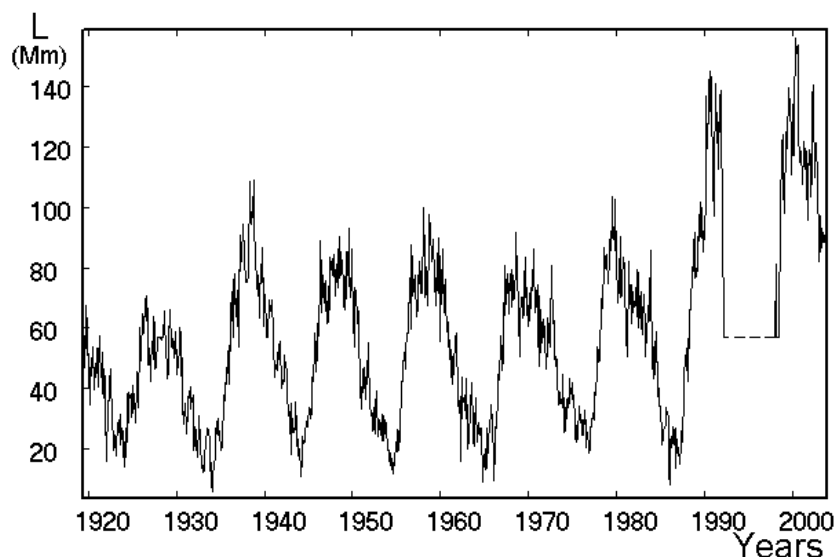


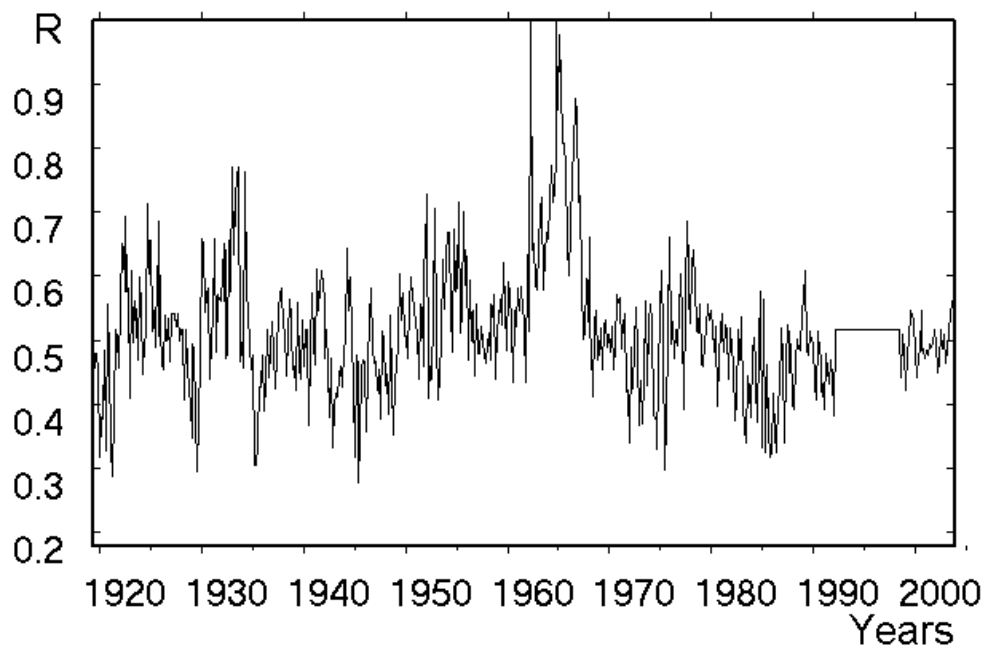
Рис.1. Число волокон на синоптических картах.



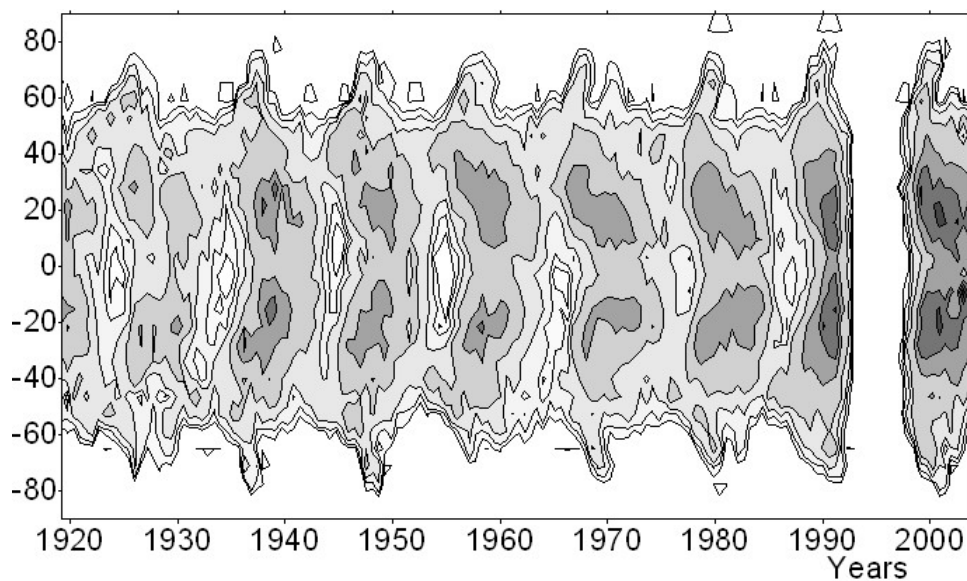
**Рис.2.** Длина волокон на синоптических картах в мегаметрах.

### Анализ данных

Волокна, как один из индексов активности, могут эффективно использоваться для анализа долговременных вариаций солнечной активности. Одной из характеристик является индекс асимметрии северного и южного полушарий. На рис. 3 представлено отношение длины волокон в северном полушарии к общей длине волокон, рассчитанных для каждой синоптической карты. Средняя величина, отношения за период 1919-2005 гг., составила 0.518, т.е. длина волокон в северном полушарии, в общем, больше



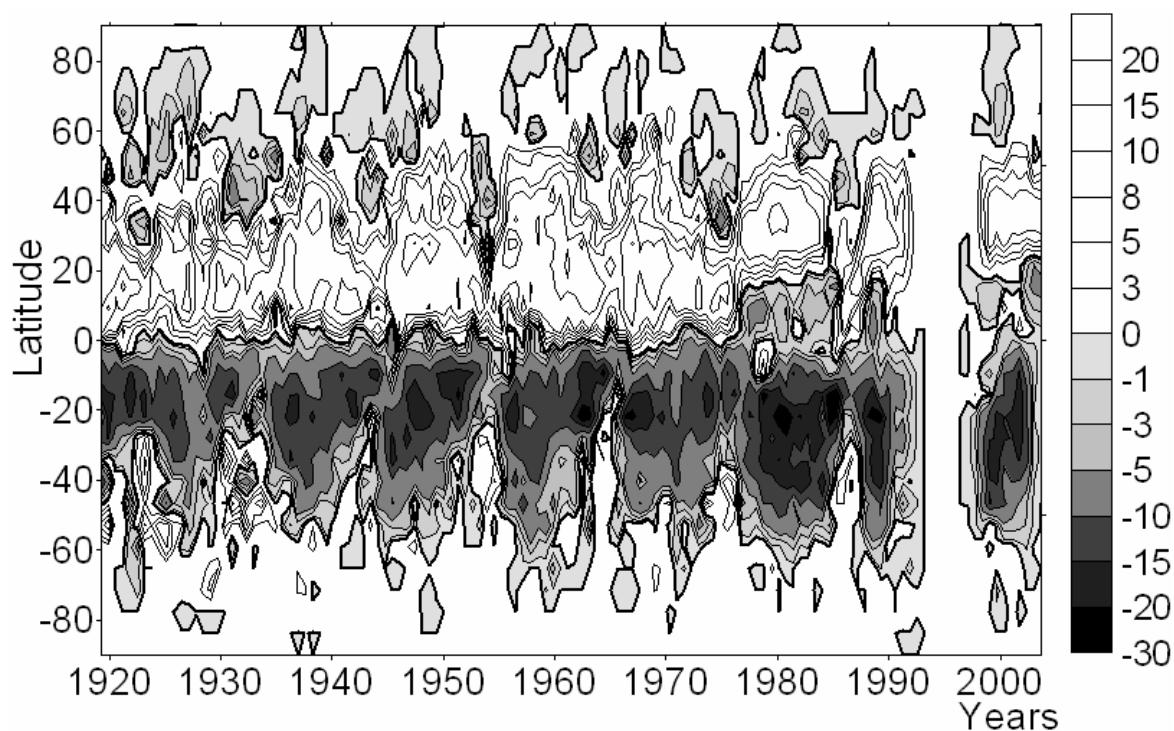
**Рис.3.** Отношение длины волокон в северном полушарии к общей длине волокон. Средняя величина за весь период с 1919-2005 гг. равна 0.518.



**Рис.4.** Широтно-временное распределение индекса длины волокон.

длины волокон в южном полушарии. Спектральный анализ показывает, что основные периоды в асимметрии близки к 14-ти и 11 годам. Наибольшая асимметрия распределения волокон наблюдалась в эпоху 1960-1970 годов.

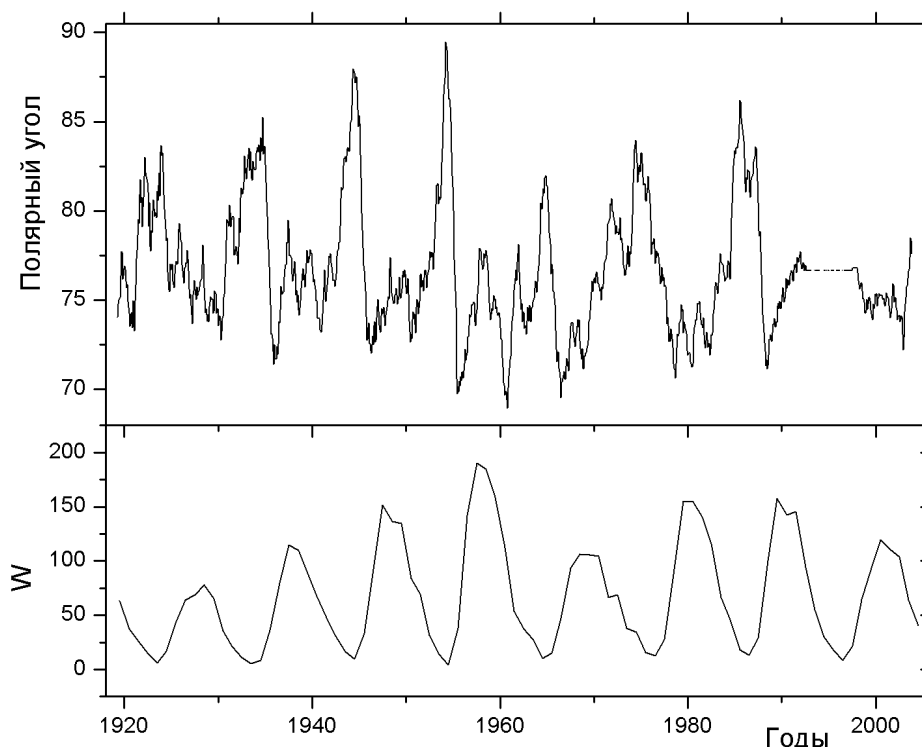
Длина волокон, также как и распределение пятен, может характеризовать активность на разных широтах. На рис.4 представлено широтно-временное распределение индекса длины волокон. Этот индекс образует



**Рис.5.** Распределение углов наклона волокон по отношению к экватору. Ведущие части волокон в северном и южном полушарии находятся ближе к экватору, чем хвостовые части.

характерные распределения “бабочек”. В периоды близкие к максимуму активности виден дрейф волокон в направлении к полюсам, отражающие дрейф волокон в процессе смены знака глобального магнитного поля.

Еще одной геометрической характеристикой, полученной в данном анализе, являлся угол наклона волокон по отношению к гелиографической сетке. Для нахождения угла, в начале методом наименьших квадратов, вписывалась аппроксимирующая прямая, для которой и находился угол наклона. В целом различные типы волокон могут иметь различные преимущественные углы наклона. Так волокна активных областей, как правило, лежащие в межфлюккульных коридорах, обычно перпендикулярны линии между ведущим и ведомыми солнечными пятнами, следовательно, их восточные концы находятся ближе к полюсу, чем к экватору. Волокна, лежащие на границах крупномасштабных “банановых” структур, напротив, направлены преимущественно к экватору. На рис.5 представлено широтно-временное распределение углов наклона волокон по отношению в гелиографической сетке. Углы наклона волокон имеют преимущественное направление к экватору, т.е. их восточные концы имеют меньшие широты. Распределение углов наклона зависит от фазы цикла активности и максимально в эпоху максимума активности. Возможно, это связано с вытягиванием магнитных структур вследствие дифференциального вращения и меридиональной циркуляции. В период максимума активности средние углы



**Рис.6.** (Вверху) Угол волокон северного полушария в диапазоне широт от 45-85° по отношению к оси вращения, отсчитываемой против часовой стрелки.

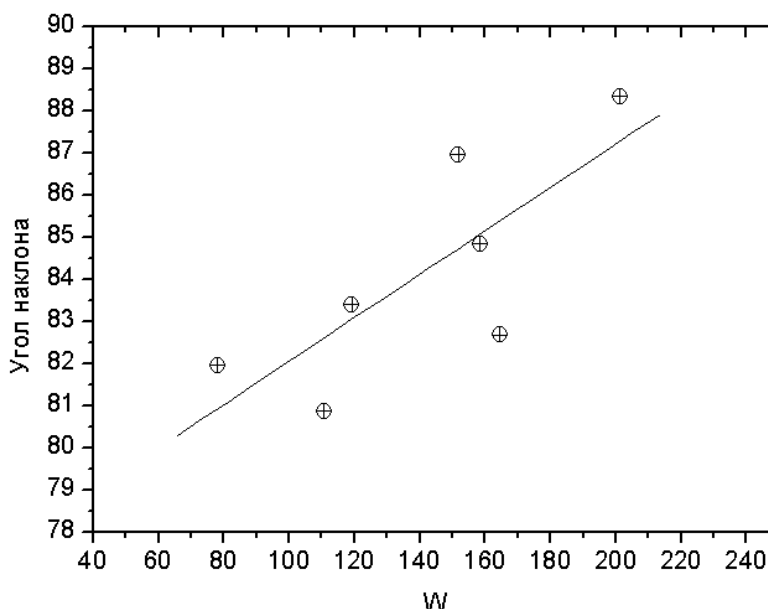
Данные сглажены по 6 оборотам.

(Внизу) Среднегодовые числа Вольфа.

наклона могут достигать величины  $\sim 20^\circ$  градусов. В минимуме активности, напротив, волокна имеют наименьший угол с экватором.

Таким образом, угол наклона волокон может служить одним из индексов активности. Это создает возможность проведение оценки активности в эпоху минимума. На рис.6 представлены вариации углов наклона волокон для северного и южного полушарий широтном диапазоне  $\pm 35^\circ$ , отсчитываемых от оси вращения (полярный угол). В эпоху минимума активности индекс полярного угла имеет локальный максимум. Для сравнения на нижней панели рис. 6 представлены среднегодовые числа Вольфа. Следовательно, можно заключить, что величина полярного угла волокон, возможно, связана с мощностью следующего цикла активности.

На рис.7 приведена регрессия между полярным углом наклона волокон в северном полушарии в минимуме активности и числами Вольфа в последующем максимуме активности. Прослеживается линейная связь между этими индексами.



**Рис. 7.** Регрессионная зависимость между полярным углом наклона волокон в северном полушарии в минимуме активности и числами Вольфа в последующем максимуме активности.

### Литература

1. *Cartes synoptiques* de la chromosphere solaire et catalogues des filaments et des centred d'activitie.// Observatoire de Paris section de Meudon 1991-1992.



**БАЛАНС СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И CO<sub>2</sub>  
ПРИ КЛИМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЯХ ПОСЛЕДНЕГО  
ТЫСЯЧЕЛЕТИЯ**

**Волобуев Д.М.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия, dmitry.volobuev@mail.ru*

**SOLAR ACTIVITY AND CO<sub>2</sub> BALANCE DURING THE LAST  
MILLENIUM CLIMATE CHANGES**

**Volobuev D.M.**

*Pulkovo Observatory, St.-Petersburg, Russia, dmitry.volobuev@mail.ru*

**Abstract**

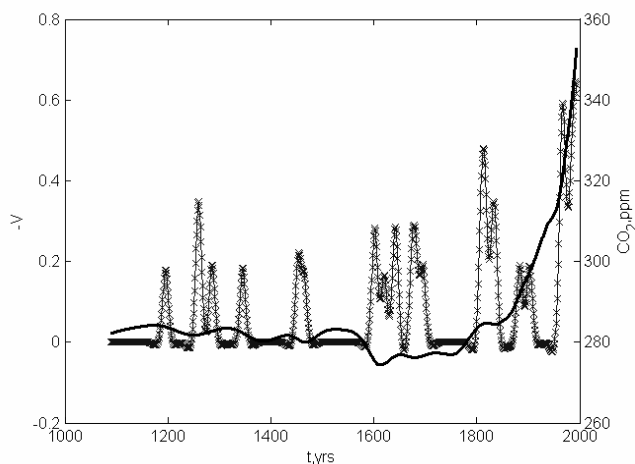
*We analyze empirical connections between northern hemisphere surface temperature and major climate forcing agents: solar activity, CO<sub>2</sub> and volcanic eruptions during the last millennium. We found that these agents are enough to describe the temperature change with same accuracy as currently is achieved for global temperature reconstructions. Neglect of any agent leads to significant lack of accuracy.*

**Введение**

Ряд исследователей анализировал различные механизмы возможного воздействия солнечной активности на климат. Главные из этих механизмов – это вариации солнечной светимости и модуляция потока ГКЛ, вызывающая изменения прозрачности атмосферы. Эти вариации, внешние по отношению к климатической системе, весьма слабы по энергии в сравнении с внутренними явлениями в климате на коротких временных масштабах, что приводит к почти полному отсутствию 11-летней вариации в климате. Для вековых вариаций сильные, но случайные короткоживущие процессы, имеют среднее близкое к нулю, что приводит к наличию в глобальной приземной температуре долгопериодических вариаций, близких по фазе к солнечным [1]. Кроме того, известно, что прозрачность атмосферы зависит также от внутренних медленноменяющихся параметров климата, прежде всего, от содержания парниковых газов, из которых первый по значимости – водяной пар, а второй – CO<sub>2</sub>, палео-содержание которого надежно восстанавливается по кернам ледовых скважин (рис. 1, линия). Другим мощным агентом климата является содержание стратосферных вулканических аэрозолей (рис. 1, крестики), которые могут перекрывать поток инсоляции. В данной работе мы строим простейшие линейные множественные регрессии, чтобы исследовать эмпирические взаимосвязи, которые отразились в измеренных данных.

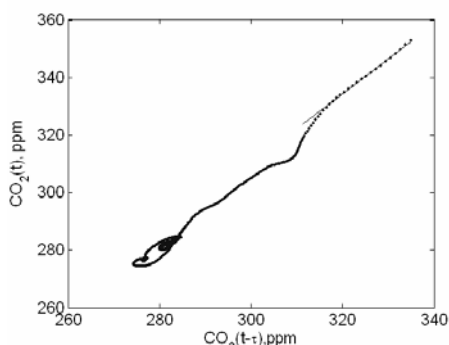
## Учет CO<sub>2</sub> и вулканической активности

Рост содержания CO<sub>2</sub> в атмосфере, анализируемый нами по Антарктическим данным с купола Law [2] (рис. 1, линия), многие исследователи связывают с бурным развитием человеческой деятельности, начавшимся в середине 19 века.



**Рис. 1.** Содержание CO<sub>2</sub> (линия) в атмосфере по данным Антарктического купола Law [2] и сглаженный инвертированный индекс вулканической активности (крестики) [3].

Мы нашли, что этот рост практически строго подчиняется закону геометрической прогрессии (рис. 2.). С другой стороны, еще Сванте Аррениус [4] получил на основе анализа широтного распределения, что рост содержания углекислоты в атмосфере в геометрической прогрессии приводит к росту приземной температуры лишь в арифметической прогрессии. Действительно, мы видим, что беспрецедентный рост CO<sub>2</sub> (рис. 1) не находит линейного отражения в температурных данных (рис. 3). На этом выводе настаивают также Моберг и др. [5], показав, что в эпоху средневекового потепления 11 в., когда содержание CO<sub>2</sub> было много ниже, чем в настоящее время, значения глобальной приземной температуры были близки к сегодняшним. Таким образом, при учете CO<sub>2</sub> мы строили синтетический временной ряд относительных приростов текущего значения от значения 14 лет назад (примерное время стока CO<sub>2</sub> из атмосферы в океан, определенное из бомб - эффекта) и строили в дальнейшем регрессию с этим рядом.

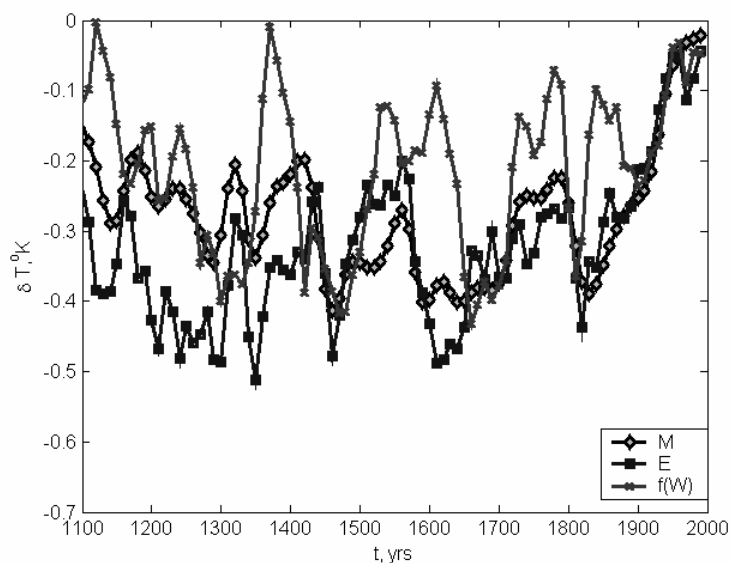


**Рис. 2.** Зависимость последующих значений содержания CO<sub>2</sub> в атмосфере от предыдущих. Временной сдвиг  $\tau = 14$  лет ~ время стока атмосферы в океан. Линия вверху показывает рост геометрической прогрессии.

Мы включили в регрессию также недавно полученный индекс вулканической активности (рис. 1, крестики) [3], пересчитанный в единицы потока энергии и сглаженный сплайнами аналогично остальным использованным временным рядам, чтобы убрать вариации короче 11 лет.

### Приземная температура и солнечная активность

Палеорекострукции глобальной приземной температуры в настоящее время продолжают уточняться. Задача осложняется как сильной региональной неоднородностью, так и ограниченностью набора данных. В настоящее время наиболее полными являются реконструкции температуры по кольцам деревьев в северном полушарии [6], иногда с поправками, полученными из анализа известковых отложений [7]. На рис. 3 приведены реконструкции Манна и Джонса [7], а также Эспера и др. [6] температуры за последнюю тысячу лет. Несмотря на 10-летнее осреднение, коэффициент корреляции между ними  $R(M,E) = 0.66$ . Тем не менее, из рисунка видно фазовое взаимное соответствие температурных кривых и нормированной кривой солнечной активности. В данной работе мы используем реконструкцию [7], как наиболее полную.

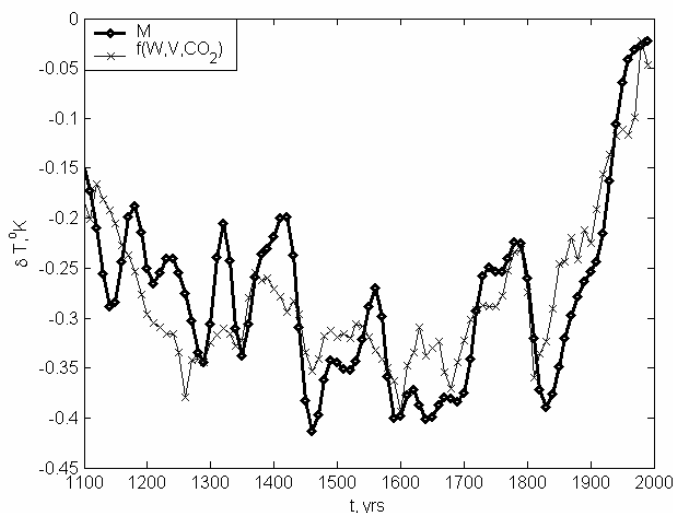


**Рис.3.** Температурные вариации в северном полушарии и солнечная активность. М, Е – индексы Манна и Джонса [7] и Эспера и др. [6] соответственно для отклонений температуры от среднего за 1961-1990 гг.  $f(W)$  – реконструкция Наговицына [8] индекса Вольфа, масштабированная в шкалу температур.

Взаимное согласие реконструкций солнечной активности за этот период значительно лучше, чем температурных. Поэтому в данной работе мы рассматриваем только одну реконструкцию [8].

### Результаты

Развивая логику работы [1], мы рассматривали вклады солнечной активности на различных масштабах как независимые и искали уравнения регрессии с отдельными компонентами разложения исходного ряда  $W$  по эмпирическим модам [9].



**Рис. 4.** Приземная температура (M) и ее аппроксимация  $f(W,V,CO_2)$  множественной линейной регрессией эмпирических мод солнечной активности (W), вулканизма (V) и относительных изменений атмосферного  $CO_2$ . Коэффициент корреляции  $R(M,f(W,V,CO_2)) = 0.82$ .

Проведя множественную линейную регрессию эмпирических мод солнечной активности (W), индекса вулканизма (V) и относительных изменений атмосферного  $CO_2$ , мы получили приближение температурной реконструкции Манна и Джонса с точностью порядка совпадения различных температурных реконструкций между собой. При этом выбрасывание компонентов регрессии приводит к потере точности:  $R(M,f(V,CO_2)) = 0.69$ ,  $R(M,f(W)) = 0.79$ .

Работа выполнена при поддержке грантов: программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе «Солнце – Земля», РФФИ № 03-02-17505, 04-02-17560, Правительства Санкт-Петербурга № 115/05.

#### Литература

1. *Nagovitsyn, Yu.A., Ivanov, V.G., Miletsky, E.V., Volobuev, D.M.*//Solar Phys., 224, 103-112 (2004).
2. *Etheridge, D.M. et al.* //JGR 101:4115-4128 (1996).
3. *Mann, M.E., M.A. Cane, S.E. Zebiak, Clement, A.*//Journal of Climate, 18, 417 - 456 (2005).
4. *Arrhenius, S.*//Philosophical Magazine 41, 237 (1896).
5. *Moberg, A. et.al.* // Nature, v. 433, No. 7026, 613 – 617 (2005).
6. *Esper, J., Cook, E.R., Schweingruber, F.H.* //Science, 295, 5563 (2002).
7. *Mann, M.E. and P.D. Jones* // GRL 30, No. 15, 1820, (2003).
8. *Наговицын, Ю.А.*//ПИАЖ, 23, 851-858 (1997).
9. *Huang N.E. et al.* // Proc. R. Soc. Lond. A, 454, 903-995 (1998).

## **О ВОЗМОЖНОМ ВЛИЯНИИ СОБЫТИЙ СКЛ НА ВРЕМЕННОЙ ХОД ТЕМПЕРАТУРЫ**

**Дергачев В.А., Картавых Ю.Ю.**

*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург, Россия*

## **A POSSIBLE EFFECT OF SOLAR ENERGETIC PARTICLE EVENTS ON TEMPERATURE'S TEMPORARY BEHAVIOR**

**Dergachev V.A., Kartavykh Y.Y.**

*Ioffe Physico-Technical Institute RAS  
St-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*A relationship between mean day temperatures taken from 33 meteorological stations of the former USSR and the observed fluxes of energetic particles at the Earth' orbit (satellites data) was studied. 10 periods of the year 1989 with considerable fluxes of energetic electrons and protons were closely investigated to validate a possible effect of solar energetic particles on temperature's behavior. Groups of stations with correlation (anticorrelation) between the day temperatures and the fluxes of energetic particles have been revealed for each period under the study. Moreover, this temperature 'response' is stronger in winter season than in summer season. Sometimes temperature behavior repeats time profile of solar particle event. A correlation between the magnitude of solar event and the importance of correlation coefficient was not observed.*

### **Введение**

Исследование климатических и погодных изменений и их возможных причин имеет как фундаментальное, так и важное прикладное значение. Очевидно, что процессы в системе “Солнце-Земля” взаимосвязаны. В то же время, регистрируемая в течение 11-летнего солнечного цикла вариация величины потока солнечной радиации от минимума к максимуму ~0.1% оказывается недостаточной для объяснения наблюдаемых колебаний глобальной температуры (см., например, [1]). Следовательно, необходимо вовлечение непрямого механизма, связывающего солнечную активность и климат. С другой стороны, механизм передачи солнечного воздействия на климат Земли может быть связан с потоком высокоэнергичных заряженных частиц - галактических космических лучей (ГКЛ), интенсивность потока которых в атмосфере эффективно модулируется активностью Солнца. В ряде работ были получены весомые свидетельства в пользу того, что энергичные частицы ГКЛ могут влиять на климатические параметры. Например, на основании спутниковых наблюдений была установлена высокая корреляция (коэффициент корреляции равен 0.9) между потоком космиче-

ских лучей и величиной низкого облачного покрова [2, 3]. Была обнаружена также высокая корреляция между ионизацией атмосферы, индуцированной космическими лучами, и величиной низкого облачного покрова [4]. Были также обнаружены данные, свидетельствующие об уменьшении облачного покрова во время мощных Форбуш-понижений на временном масштабе порядка нескольких дней [5].

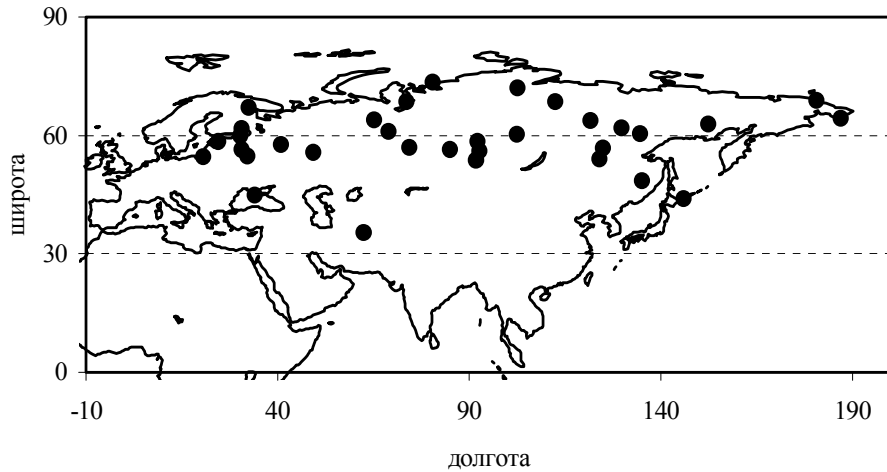
В ряде работ кратковременные изменения климатических и даже погодных факторов сопоставлялись с последствиями взрывных процессов (в частности, вспышек) на Солнце. Как хорошо известно, во время мощных солнечных вспышек на Солнце происходит ускорение частиц до высоких энергий (до десятков МэВ и более). Показано [3], что частицы солнечных космических лучей (СКЛ) способны значительно увеличивать ионизацию атмосферы и, следовательно, могут приводить к изменению условий облакообразования. В [6, 7] исследовались изменения атмосферного давления, связанные с солнечными вспышками. Было обнаружено, что существуют области увеличения и уменьшения давления, причем реакция атмосферы более выражена в зимнее время и над океанами. В [8] было также обнаружено изменение профилей (уровней) одинаковых давлений (изобар), а также изменение высотного профиля температуры после событий СКЛ для станции Sodankila (Oulu). Была установлена связь также между мощными солнечными вспышками и характером атмосферной циркуляции [9]. Заметные изменения прозрачности атмосферы были также замечены после всплесков СКЛ [10].

В [11, 12] исследовалось влияние солнечных протонных событий (с энергией протонов  $> 90$  МэВ) на развитие циклонов в Северной Атлантике. В целом, было обнаружено углубление уже существующих циклонов в этом районе, связанное с событиями СКЛ. По данным двух отдельных высокоширотных метеорологических станций установлено уменьшение атмосферного давления и температуры после событий СКЛ, а также увеличение индекса завихренности для региона Северной Атлантики 50-70 с.ш. и 0-40 з.д. Кроме того, на рисунках 1 и 3 из [12] для региона Северо-Запада Европы заметна также следующая тенденция – понижение высот изобар для областей 40-60 в.д. и 50-70 с.ш., а также уменьшение температуры (примерно на 1 градус) для района 30-40 в.д. и 50-60 с.ш.

В [13, 14] была показана возможность изменения прозрачности атмосферы под действием космических лучей, приводящая к росту температуры. При этом при определенных параметрах допускается увеличение наземной температуры до 1.5 градусов К.

## **1. Анализируемые данные**

В данной работе использовались суточные данные изменения температуры с 33 метеостанций на территории бывшего СССР, имеющих различные географические координаты, которые приведены на рис. 1.



**Рис. 1.**

Для анализа были отобраны 10 периодов 1989 года, когда наблюдались значительные превышения потоков электронов и протонов в различных диапазонах энергии (по данным патрульных наблюдений GOES) [15]. Временные рамки этих периодов, а также максимальные наблюдаемые энергии и максимальное значение потока протонов в диапазоне энергии 8.7-14.5 МэВ приведены в Таблице 1.

**Таблица 1.**

	Период	$E_{max}$ , МэВ	Поток 8.7-14.5 МэВ
1	01-10.01.1989	44	0.6
2	01-16.03.1989	200	27.5
3	16.03-29.03.1989	80	62.1
4	05-24.04.1989	80	12.3
5	26.04-13.05.1989	44	2.9
6	15.05-02.06.1989	500	0.7
7	05-21.08.1989	500	231.2
8	24.09-11.10.1989	500	120.0
9	15.10-31.10.1989	500	998.8
10	24.11-11.12.1989	200	268.9

В некоторых случаях исследуемые периоды захватывали несколько солнечных событий. Такие случаи особенно удобны для исследования возможного повторения температурой временного профиля интенсивности солнечных космических лучей. Кроме того, начало и окончание исследуемых периодов выбиралось так, чтобы захватывались несколько “спокойных” дней до начала и после окончания моментов повышенных потоков СКЛ. Данные по температуре брались так, чтобы возможно было бы при

расчете коэффициента корреляции осуществить так называемый сдвиг назад на несколько дней.

## 2. Полученные результаты и их обсуждение

Для каждого из анализируемых периодов были обнаружены группы станций, в которых наблюдалась корреляция (или антикорреляция) данных наблюдений приземной температуры с потоками энергичных частиц в окрестности орбиты Земли.

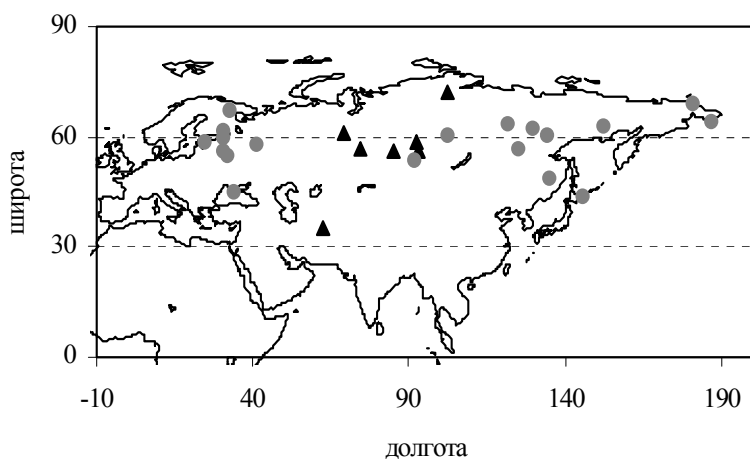


Рис. 2а.

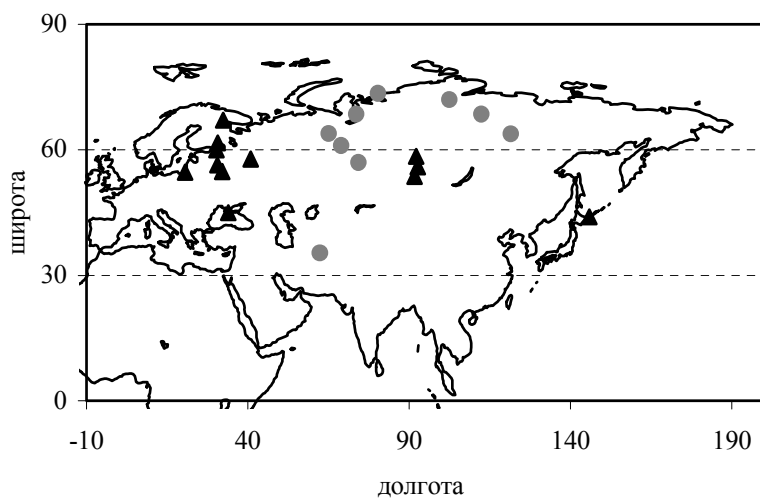


Рис. 2б.

Эти станции имеют тенденцию группироваться по широтному признаку и чередуются при движении с запада на восток. Условно можно выделить Северо-Западную, Сибирскую и Восточную группы, причем первая совпадает по своему местоположению с областью повышения температуры из [12]. На рисунке 2 а и б показаны станции, в которых наблюдалась корреляция (кружки) или антикорреляция (треугольники) температуры с потоками протонов для периодов 1 и 8 (Табл.), соответственно.

В целом, в зимний период коэффициенты корреляции выше. Кроме того, были отмечены случаи, когда приземная температура коррелировала



даже со сравнительно низкоэнергичными потоками протонов (0.6–4.2 МэВ) (например, событие 1 из таблицы 2). В то же время, нами не было обнаружено корреляции величины отклика с мощностью события.

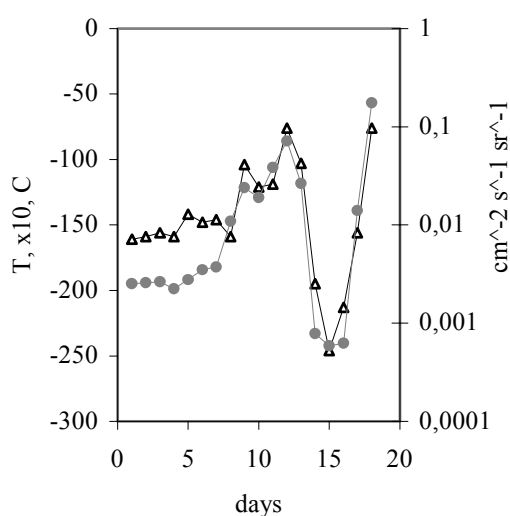


Рис. 3а.

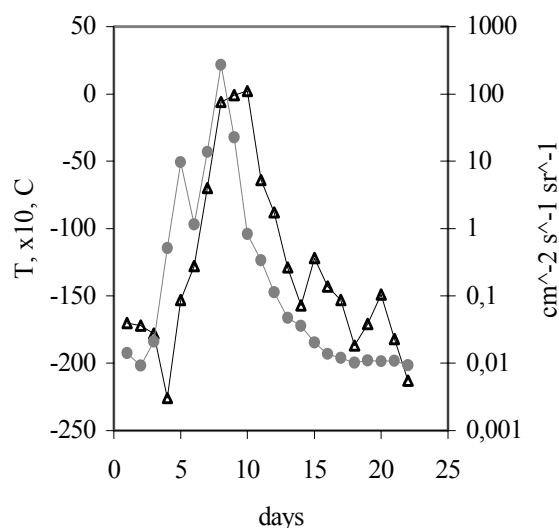


Рис. 3б.

Для нескольких случаев наблюдается повторение временной структуры события СКЛ во временном ходе температуры. В качестве примера на рис. 3 показаны временной ход температуры (открытые треугольники) совместно с потоком протонов (заполненные кружки). На рис. 3а - за 1-18 марта 1989 г. на станции Сковородино,  $54.0^{\circ}\text{C}$   $124.0^{\circ}$  В (температура – поток протонов в диапазоне 39-82 МэВ). На рис. 3б – за 24 ноября-15 декабря 1989 г., на станции Кандалакша,  $67.1^{\circ}\text{C}$   $32.4^{\circ}$  В (температура – поток протонов в диапазоне 8.7-14.5 МэВ)

Как было показано в [11, 12], события солнечных космических лучей влияют на циклоническую активность, стимулируя каким-то образом движение воздушных масс. В то же время, из-за жесткости обрезания частицы с энергиями порядка нескольких МэВ не доходят даже до высот малой облачности. Поэтому непосредственное их влияние на облакообразование все же сомнительно. Авторам представляется более вероятной гипотеза, высказанная в [13, 14], в которой влияние космических лучей на температуру происходит через изменение прозрачности атмосферы, что впоследствии может вызывать движение воздушных масс.

Работа была поддержана РФФИ, грант 03-04-48769, а также программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 30 “Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля”. Авторы также благодарят С.В. Веретененко, И.В. Кудрявцева и Г.А. Ковальцова за обсуждение данной проблемы.

## Литература

1. **Lean J.** The Sun's variable radiation and its relevance for Earth // *Ann. Rev. Astrophys.*, 1997, v.35, p.33-67.
2. **Svensmark H. and Friis-Christensen E.** Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage – a missing link in solar-climate relationships // *J. Atm. Solar-Terr. Phys.*, 1997, v.51, p.1225-1232.
3. **Marsh N., and Svensmark H.** Low cloud properties influenced by cosmic rays // *Phys. Rev. Letters.*, 2000, v.85, No. 23, p.5004-5007.
4. **I.G. Usoskin, N. Marsch, G.A. Kovaltsov, K. Musrsula, and O.G. Gladysheva.** Latitudinal dependence of low cloud amount on cosmic ray induced ionization // *Geophysical Research Letters*, 2004, v.31, p. L16109.
5. **Pudovkin, M., and Veretenko, S.** Variations of the cosmic rays as one of the possible links between the solar activity and the lower atmosphere // *Adv. Space Res.*, 1996, v.17, No. 11, p.161-164.
6. **Мустель Э.Р.** Современное состояние вопроса о реальности корпускулярно-атмосферных связей // В: Солнечно-атмосферные связи в теории климата и прогнозах погоды, 1974, с.7-18.
7. **C.J.E. Schuurmans.** The influence of solar flares on the troposphere circulation // S'Gravenhage, The Netherlands, 1969.
8. **M.I. Pudovkin, S.V. Veretenenko, P. Pellinen, E. Kyro.** Influence of solar cosmic ray bursts on the temperature of the high-latitude atmosphere // *J. Tech.Phys.*, 1995, v.36, No. 4, p.433-443.
9. **Морозова А.Л., Пудовкин М.И.** Вариации атмосферного давления во время СПС и форбуш-понижений ГКЛ для различных климатических зон // В: Солнце в эпоху смены знака магнитного поля. Пулково. С.-Петербург, 2001, с.297-304.
10. **Пудовкин М.И.** Влияние солнечной активности на состояние нижней атмосферы и погоду // *Соросовский Образ. Журнал*, 1996, т.10, с.106-113.
11. **S.V. Veretenenko, P. Thejill.** Effects of energetic solar proton events on the cyclone development in the North Atlantic // *JASTP*, 2004, v.66, p.393-405.
12. **S.V. Veretenenko, P. Thejill.** Effects of energetic solar proton events on the cyclone regeneration in the North Atlantic // *AdvSpRes*, 2005, v.35, No. 3, p.470-475.
13. **Кудрявцев, И.В., Юнгнер, Х.** К вопросу о возможном механизме влияния космических лучей на формирование облачности на малых широтах // *Геомагнетизм и Аэронавигация*, 2005, в печати.
14. **Кудрявцев, И.В., Юнгнер, Х.** О возможном механизме влияния космических лучей на образование облачности на малых высотах // *Известия РАН, серия Физическая*, 2005, т.69, No. 6, с.908-910.
15. <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/>

**НАИБОЛЕЕ ХОЛОДНЫЕ ЭПИЗОДЫ  
И ИНТЕНСИВНОСТЬ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ  
В ТЕЧЕНИЕ ПОСЛЕДНИХ 10 ТЫСЯЧ ЛЕТ**

**Дергачев В.А.<sup>1</sup>, Распопов О.М.<sup>2</sup>, Юнгнер Х.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>2</sup>*СПбФ ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*

<sup>3</sup>*Хельсинкский университет, Хельсинки, Финляндия*

**THE COLDEST EPISODES AND COSMIC RAY INTENSITY DURING  
THE LAST 10 THOUSAND YEARS**

**Dergachev V.A.<sup>1</sup>, Raspopov O.M.<sup>2</sup>, Jungner H.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, Saint Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*SPbF IZMIRAN, Saint Petersburg, Russia*

<sup>3</sup>*University of Helsinki, Helsinki, Finland*

**Abstract**

*New multi-proxy records testify that the Holocene climatic boundary conditions covering the last 10,000 years were punctuated by a series of century- and millennial-scale cold oscillations. These changes in climate may have affected humans as recently as several hundred years ago during the Little Ice Age. During the Little Ice Age, northern Europe and many other regions of the world were much cooler than the historical range of instrumental climate variability spanning the last few decades.*

*From analyses of historical sunspot and aurora records, Alpine glaciers and high-resolution proxy data, there is evidence of long-term cycles of about 2500 and 1500 years in the Holocene. A reconstruction of the <sup>14</sup>C concentration from tree-rings has been done for the last about 12,000 years based on bi-decadal and decadal wood samples. This reconstruction shows that <sup>14</sup>C production was higher during the Little Ice Age, when solar activity was extremely low. After subtraction from the initial radiocarbon time series of the long trend the residual time series clearly shows centennial and millennial changes. The major oscillations are at 8500-7800, 5400-4700, 2680-2200 and 1100-400 cal yr BP with ~2400-year periodicity between them. It should be noted that power spectra of <sup>14</sup>C and <sup>10</sup>Be cosmogenic isotopes point to the millennial periodicity of about 2400 and 1500 year.*

*The spectral analysis of oxygen-18 series (the proxy indicator of temperatures) show a resistant spectral power on frequencies close or identical to frequencies that are observed in cosmogenic isotope data. However, the amplitude of ~2400-year periodicity in <sup>18</sup>O concentration is smaller in comparison to the amplitude of ~1500-year period. The periodicity of about 2400 years in cosmogenic isotope concentration appears synchronous to cooling events documented in Greenland ice cores, to the timing of worldwide Holocene glacier expansions, to the periods of lower lake depth and so on.*

*Thus, climatic data during the Holocene vary on centennial-millennial scales, giving information about possible forcing mechanisms: external - changes in solar activity and cosmic ray intensity and internal - oscillations of the ocean-atmosphere system. The results considered support the idea that solar/cosmic ray forcing is an important factor in climate changes in the past.*

## Введение

В настоящее время наиболее надежные экспериментальные данные по изменению климата (обладающие достаточной точностью временной шкалы и хорошим разрешением), полученные из ряда природных архивов на территории Европы, Северной Америки, северной Атлантики, охватывают последний миллион лет. Эти данные свидетельствуют о том, что приземная температура, как правило, в целом всегда холоднее, чем в современную эпоху, что связано с ледниковыми периодами длительностью около 100 тыс. лет, прерывающимися сравнительно короткими теплыми межледниковыми интервалами (~10% от ледниково-межледникового цикла). Человечество уже более 10 тыс. лет живет в таком теплом межледниковом периоде (голоцен), для которого характерны относительно небольшие изменения температур на всем этом интервале.

Наиболее важными климатическими параметрами являются температура и атмосферные осадки. Анализ изменения этих параметров климата, основанных на инструментальных, исторических и палеоклиматических данных высокого разрешения, свидетельствуют о проявлении медленных и быстрых процессов в изменении климата в течение голоцена. Изменение температуры в прошлом получают из изменений соотношения концентраций тяжелого  $^{18}\text{O}$  и легкого изотопа  $^{16}\text{O}$  кислорода ( $\delta^{18}\text{O}$ ) в исследуемых природных образцах. Однако, как показывают исследования, изменения  $\delta^{18}\text{O}$  от образца к образцу для теплых условий, характерных для голоцена, оказываются очень малыми, что не позволяет выявить и надежно установить характер изменений температуры для этого периода.

Альпийские ледники являются чувствительными индикаторами климата. Периоды холодных и влажных климатических условий вызывают рост ледников. Наиболее недавний наиболее холодный климатический эпизод пришелся на 1300-1850 гг. [1] – так называемый «малый ледниковый период». В течение малого ледникового периода в северной Европе и многих других регионах планеты было значительно холоднее, чем в период инструментальных измерений температуры, охватывающий несколько последних десятилетий. Даже в субтропической части Атлантического океана поверхностные океанические температуры были на 1-2°C холоднее, чем современные значения.

Поскольку основной целью данной работы являются выявление наиболее холодных событий в изменении климата в течение голоцена и попытка понять природу этих естественных изменений климата, будут проанализированы наиболее представительные климатические данные, сохранившие информацию об этих процессах. Изменение климата влияет на человечество, поэтому выявление резких колебаний климата является важным также для понимания и предсказания наиболее вероятных эффектов климатической изменчивости.

## **Крупномасштабные наиболее холодные события в голоцене – доказательство из косвенных данных**

Для выявления интервалов глобального изменения климата палеоклиматические данные должны включать в себя достаточно длинные ряды по различным регионам земного шара с высоким разрешением и надежным определением возраста исследуемых характеристик климата.

Хотя имеется область неопределенностей, связанная с измерением климатических характеристик в косвенных данных, многочисленные ряды высокого разрешения ясно показывают крупномасштабные холодные периоды в течение голоцена. Прямое указание на периодичность холодных условий получено из гляциохимических временных рядов из кернов GISP2 в Гренландии [2], из которых следует, что наиболее холодный климат повторяется примерно через каждые 2000 лет. Примечательно, что эти холодные события хорошо коррелируют с глобальными флуктуациями горных оледенений, установленными ранее [3].

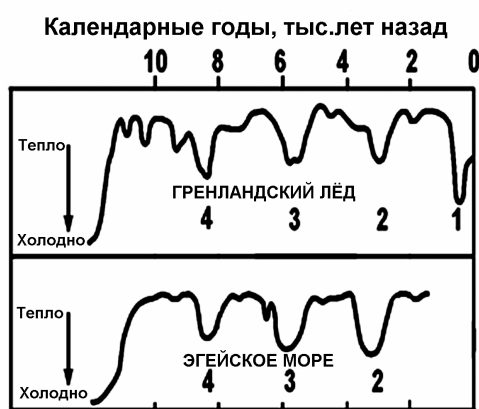
Изучению изменений климата в голоцене в последнее время уделяется значительное внимание. Появление новых палеоклиматических данных высокого разрешения свидетельствует о том, что климат голоцена подвергался как крупномасштабным, так и мелкомасштабным изменениям, в том числе циклического характера. Из самых последних анализов данных об изменении климата в голоцене получены доказательства долговременных циклов продолжительностью в ~ 2400 и ~1500 лет. В частности, достаточно длинные керны, полученные недавно из Адриатического и Эгейского морей [4], проявляют квази-двухтысячелетний цикл похолоданий в бассейне Средиземного моря (рис. 1). Данные изменения концентрации стабильного изотопа  $^{18}\text{O}$  в керне из Эгейского моря на этом рисунке ясно показывают «дождливые аномалии», которые определяют максимумы муссонов. Эти максимумы совпадают с пыльно-холодными фазами, полученными по данным гренландского льда.

Вариации в распространении зерен гематита в обломках отложений, выпавших после таяния ледников в Северной части Атлантического океана, являются индикаторами дрейфа морского льда в этой части океана. Наиболее выраженные вариации выпадения крупных зерен согласуются с наступлением высокогорных ледников.

Заметим, что большой поток пыли, поступавший на материк Гренландии, более низкие поверхностные океанические температуры и более интенсивный вынос холодных вод на поверхность океана, как правило, происходили синхронно. В целом, все эти данные отражают крупномасштабные холодные климатические изменения в голоцене масштаба тысячелетия.

На рис. 2 проведено сравнение потоков пыли в данных керна льда GISP2 с усилением наступлений ледников в различных полушариях. Хотя имеется область неопределенностей, связанная с измерением климатиче-

ских характеристик по косвенным данным, представленные результаты ясно указывают на синхронность крупномасштабных холодных периодов в течение голоцена.



**Рис. 1.** Сравнение пыльно-холодных фаз по данным из керна льда GISP2 с падениями поверхностной температуры моря (зимние похолодания) в Южной части Эгейского моря, восточное Средиземноморье.



**Рис. 2.** Сравнение сглаженных гауссианой (200 лет) в данных GISP2: а) ионов натрия (in ppb); б) ионов калия (in ppb) [4] с событиями отчетливых наступлений ледников: в Европе, Северной Америке и Южном полушарии [3,5]. 1-4 указывают на более и 1а – 2а менее продолжительные события.

Реконструкция концентрации  $^{14}\text{C}$  в атмосфере Земли из годовичных колец деревьев проведена на всём временном промежутке голоцена. Из этих данных следует, что малый ледниковый период приходится на период, когда интенсивность космических лучей (КЛ) была высокой, а солнечная активность (СА) экстремально низкой. В целом, в изменении концентрации  $^{14}\text{C}$  выделены значительные увеличения амплитуды в следующие интервалы времени: 8500-7800, 5400-4700, 2680-2200 и 1100-400 календарных лет назад с  $\sim 2400$ -летней периодичностью между этими интервалами.

Ключевую роль в объяснении механизмов, влияющих на климат, играет спектральный анализ данных. Спектры мощности данных концентрации космогенного изотопа  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев и  $^{10}\text{Be}$  в слоях льда, отражающих интенсивность КЛ в прошлом, показывают периодичности в 2400 лет. Спектральный анализ концентрации  $^{10}\text{Be}$  в осадках, выпавших из плавающих айсбергов в отложения Атлантического океана, характеризующих ледовую активность в последние 12 тыс. лет, показывает примерно 1500- и 2400-летнюю периодичности.

Рассмотрим результаты двух гармоник, соответствующих периодам:  $\sim 2400$  и  $\sim 1500$  лет. Авторы [6] проводили спектральный анализ нестационарного поведения радиоуглеродного ряда высокой точности [7], покрывающего последние 8000 лет. Были использованы несколько методов спектрального анализа: спектр мощности, временной спектр, полосовой фильтр и биспектр. Было показано, что амплитуда крупномасштабных флуктуаций

исследуемого ряда изменяется периодически. Период этого изменения равен ~2400 лет. Биспектральный анализ данных указывает на существование амплитудной модуляции. Установлено, что пик в окрестности 1500-летнего периода является менее выраженным и даже отсутствует в течение временного интервала 0-11,785 лет назад. Амплитуда ~2400-летней периодичности как в  $^{14}\text{C}$ , так и в  $^{10}\text{Be}$  данных выше, по сравнению с амплитудой ~1500-летнего цикла.

Спектральный анализ ряда  $\delta^{18}\text{O}$  показывает устойчивую спектральную мощность на частотах, близких или идентичным частотам, наблюдаемым в данных космогенных изотопов. Однако амплитуда ~2400-летней периодичности в  $\delta^{18}\text{O}$  меньше по сравнению с амплитудой ~1500-летней гармоники.

### Возможные причины климатической изменчивости в голоцене

Установлено, что в голоцене имело место неоднократное изменение климата, варьирующееся от локальных до глобальных масштабов граничных условий. Изменения в потоке излучения Солнца, долговременные тренды в инсоляции, вулканические аэрозоли, гидрологические циклы, динамика льда, атмосферная циркуляция и космические лучи изучаются в качестве возможных причинных агентов изменения климата.

Важной проблемой в области климатического изменения является степень, до которой различные причинные агенты могут влиять на климат.

Наиболее важное средство для понимания и, в конечном счете, для предсказания эффектов изменчивости Солнца и КЛ на климат может быть получено из исторических и косвенных данных как для Солнца, так и климата. Возможная схема (Рис. 3) поддерживает идею, что важным фактором в изменении климата является солнечное/космическое воздействие на земную атмосферу.

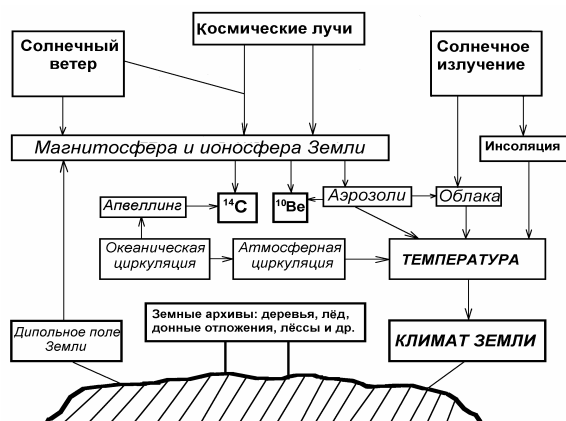


Рис. 3. Схема связей между изменениями в солнечной активности, потоке космических лучей, напряженности геомагнитного поля (внешние и внутренние силы воздействия) и изменениями в земном климате.

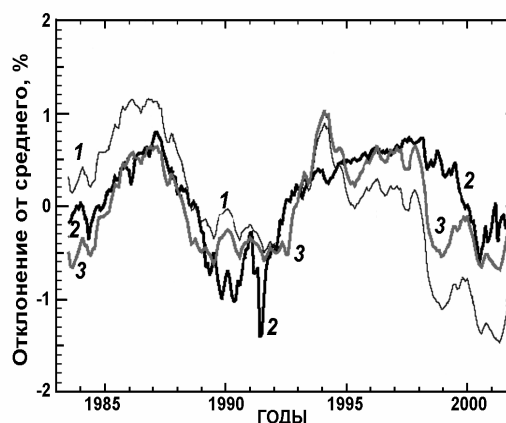


Рис. 4. Сравнение изменений усредненных по 12 месяцам данных облачного покрова (1), интенсивности космических лучей – Climax монитор (2) и данных облачного покрова после удаления тренда (3) в течение почти двух циклов солнечной активности.

Галактические КЛ являются основным фактором ионизации в атмосфере выше 1 км, что может приводить к формированию облачности за счет увеличения образования заряженных аэрозолей, которые, в конечном счете, могут стать ядрами конденсации облака в атмосфере. Поскольку поток космических лучей увеличивается (уменьшается) при уменьшении (увеличении) СА, соответственно может изменяться и облачность. Авторы [8] впервые обнаружили связь между изменением низкой облачности и потоком КЛ. Экспериментальные данные (рис. 4) свидетельствуют о сильной корреляции между низкой облачностью [9] и потоком КЛ.

### Выводы

Примерно 2400-летнюю и 1500-летнюю периодичности в изменении климата в течение голоцена удается выделить из различных косвенных данных высокого разрешения.

Наиболее холодные события из климатических данных выделены в следующие интервалы времени: 9000-8000, 6000-5000, 3500-2500 и 600-150 лет тому назад, а менее выраженные события оказались в следующие интервалы времени: 4200-3800 и 1200-100 лет тому назад.

Долговременные ряды радиоуглеродных данных показывают изменения с ~2400-летней периодичностью. Главные осцилляции оказались на интервалах времени 8500-7800, 5400-4700, 2680-2200 and 1100-400 лет тому назад

Полученные результаты показывают, что поток ГКЛ, попадающий в земную атмосферу, является важным фактором, воздействующим на погоду и климат. По всей видимости, КЛ являются уникальным механизмом, благодаря которому появляются возможности объяснить изменения климата на различных временных шкалах, и этот механизм объединяет ряд различных физических процессов, связанных с процессами на Солнце, в околоземном космическом пространстве и на Земле.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 03-04-48769 и 03-05-65063), ИНТАС № 03-51-4445, Программы РАН №30 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

### Литература

1. *Lamb H.H.* Climate, History and the Modern World, Methuen, London. 1995.
2. *O'Brien S.R. et al.* *Science*. V. 270. P. 1962-1964. 1996.
3. *Denton G.H. and Karlen W.* *Quaternary Research*. V. 3. P. 155-205. 1973.
4. *Maewsky P.A. et al.* *Quaternary Research*. V. 62. P. 243-255. 2004.
5. *Zhang T. et al.* in Proceedings of the IGARSS 2000, 24-28 July 2000, Honolulu, Hawaii, USA. (published in both hard copy and CDROM).
6. *Vasiliev S.S. and Dergachev V.A.* *Annales Geophysicae*. V. 20. P. 115-120. 2002
7. *Stuiver M. and Becker B.* *Radiocarbon*. V. 35(1). P. 35-65. 1993.
8. *Svensmark H. and Friis-Christensen E.* *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. V. 59. P. 1225-1232. 1997.
9. [isccp.giss.nasa.gov](http://isccp.giss.nasa.gov).



## **СИНХРОНИЗАЦИЯ ПЯТНООБРАЗОВАТЕЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ В СЕВЕРНОМ И ЮЖНОМ ПОЛУШАРИЯХ СОЛНЦА**

**Золотова Н.В., Понявин Д.И.**

*Санкт-Петербургский Государственный Университет, НИИ Физики  
Россия, Санкт-Петербург,*

## **SYNCHRONIZATION OF SUNSPOT ACTIVITY IN THE NORTH AND SOUTH HEMISPHERES**

**Zolotova N.V., Ponyavin D.I.**

*Russia, St. Petersburg, St. Petersburg State University,  
Institute of physics*

### **Abstract**

*We present results of nonlinear approach to the problem of north-south asymmetry of the solar activity. Recurrence and cross-recurrence plot analyses were applied to the time series of sunspot areas in the Northern and Southern hemispheres of the Sun. We reconstructed a line of synchronization (LOS) between sunspot time-series. LOS displays a quasiregular behavior and reveals rather a phase than amplitude difference between Northern and Southern sunspots. Phase asynchronization generates the North-South asymmetry of the sunspot activity.*

### **Введение**

Солнце, как сложная диссипативная система, является нелинейной динамической системой, и процессы, в ней протекающие, тоже нелинейны. Линеинный анализ, как инструмент классической физики направлен на нахождение линейных зависимостей, поэтому при применении его к анализу сложных систем, результаты могут быть неполными или вовсе даже ошибочными. В данной работе мы использовали один из методов нелинейного анализа, предложенный в 1987 году Экманом, Кампхорстом и Рюэлем [1] — метод рекуррентных графиков. В дальнейшем данная методика активно разрабатывалась Марваном [2], Збилутом [3] и другими. Мы использовали пакет программ для среды Матлаб по версии Марвана (<http://www.agnld.uni-potsdam.de/~marwan/toolbox/>), где математическим определением рекуррентного графика (Recurrence Plot — RP) является следующее выражение [2]:

$$R_{i,j}^{m,\varepsilon_i} = \Theta(\varepsilon_i - \|\bar{x}_i - \bar{x}_j\|), \quad \bar{x}_i \in \mathfrak{R}^m, \quad i, j = 1 \dots N, \quad (1)$$

где  $N$  — число рассматриваемых состояний  $\bar{x}_i$ ;  $\varepsilon_i$  — граничное расстояние или расстояние от центра выбранной окрестности (точка  $x(i)$ ) до ее границы,  $\|\cdot\|$  — норма, и  $\Theta(\cdot)$  — функция Хевисайда.

Визуально рекуррентный график представляет собой графическое изображение матрицы размером  $N \times N$ , в которой все элементы либо нули (белые точки графика), либо единицы (черные точки графика).  $R_{ij}$  равно единице, если точка  $j$  в фазовом пространстве, оказывается в выбранной окрестности  $\varepsilon$  точки  $i$  и нулю, если точка  $j$  находится за пределами этой окрестности. Основная диагональ, определяемая значениями  $R_{i,i}$ , всегда заполнена единицами и потому называется линией идентификации.

Расширением на двумерный аналог рекуррентного графика является кросс-рекуррентный график (CRP). В данном случае рассматриваются два временных ряда  $x(i)$  ( $i=1 \dots N_x$ ) и  $y(j)$  ( $j=1 \dots N_y$ ), потому CRP в общем случае может не быть квадратной матрицей, если длины рядов различные [2]:

$$CR_{i,j}^{m,\varepsilon} = \Theta(\varepsilon_i - \|\bar{x}_i - \bar{y}_j\|), \quad \bar{x}_i, \bar{y}_j \in \mathfrak{R}^m, \quad i = 1 \dots N_x, \quad j = 1 \dots N_y. \quad (2)$$

В зависимости от вида связи между временными рядами или ввиду отсутствия таковой главная диагональ может рваться, изгибаться или вовсе отсутствовать, потому для рекуррентного графика линия идентичности заменяется линией синхронизации (Line of Synchronization — LOS). LOS содержит информацию о временных сдвигах между рядами, временных реверсиях, также она способна отслеживать малые и плавные изменения фаз, что особенно интересно для нас в данной работе.

### Обсуждение

Одной из проблем солнечной физики остается проблема север-южной асимметрии солнечной активности. Асимметрия появляется вследствие того, что процессы, отвечающие за пятнообразовательную деятельность в северном и южном полушариях Солнца не одинаковы по мощности и не синхронны по времени.

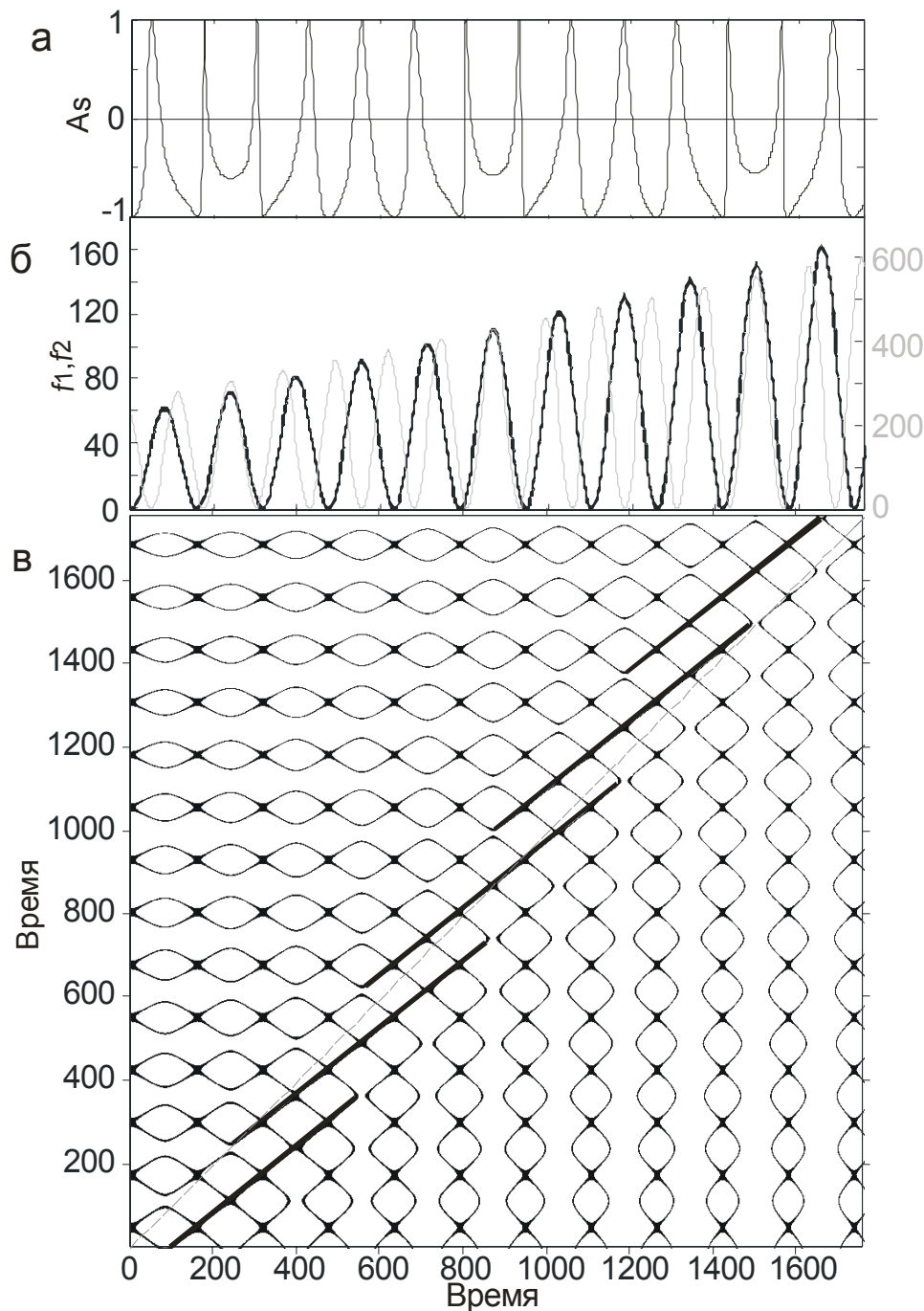
В качестве индексов, характеризующих магнитную активность Солнца, были выбраны исторические данные по площадям солнечных пятен северного и южного полушарий. Мы рассмотрели среднемесячные данные с 1874 года по 2003 год (National Geophysical Data Center-[www.ngdc.noaa.gov/ngdc.html](http://www.ngdc.noaa.gov/ngdc.html)).

Одно из определений асимметрии сегодня ставшее уже классическим:

$$Asymmetry = \frac{A_n - A_s}{A_n + A_s}, \quad -1 \leq Asymmetry \leq 1. \quad (3)$$

Согласно данному определению асимметрии ( $A_s$ ), нельзя сказать существует ли сдвиг фаз в деятельности одного полушария относительно деятельности другого, так как оно отражает величину мгновенного доминирования одного полушария над другим полушарием (как по количеству, так и по мощности очагов пятнообразования). Другими словами  $A_s$  отображает разницу между мгновенными амплитудами двух временных рядов

(рис. 1а). В качестве примера мы рассмотрели две синусоидальных функции, отличающиеся по амплитудам, по фазам и имеющие лаг во времени друг относительно друга:  $f_1 = a_1 t_1 \sin(\omega_1 t_1) + a_1 t_1$ ,  $f_2 = a_2 t_2 \sin(\omega_2 t_2) + a_2 t_2$  (рис. 1б). На рис. 1в представлен кросс-рекуррентный график для этих функций.



**Рис. 1:** а – классическая асимметрия  $A_s$ ;  
 б – синусоидальные функции:  $f_1 = a_1 t_1 \sin(\omega_1 t_1) + a_1 t_1$ ,  $f_2 = a_2 t_2 \sin(\omega_2 t_2) + a_2 t_2$ ;  
 в – кросс-рекуррентный график для  $f_1$  и  $f_2$ .

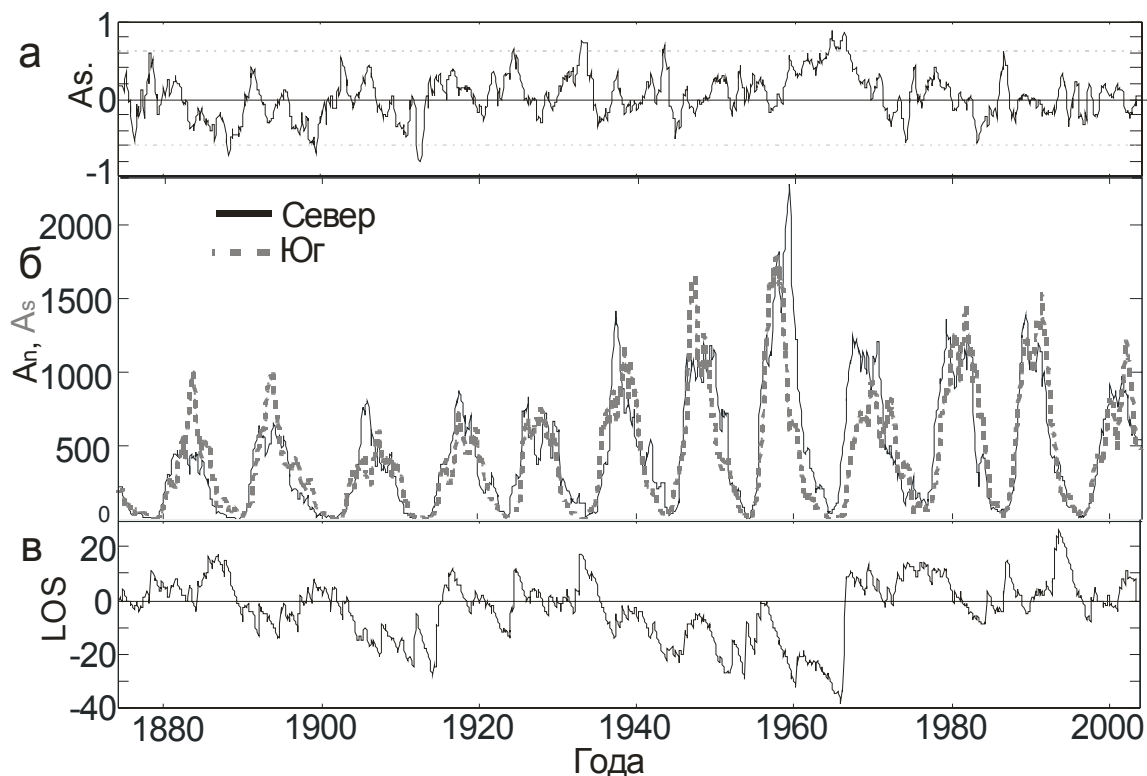
Жирными черными линиями выделены непрерывные диагонали, локальный угол наклона которых говорит о фазовом опережении или запаз-

дывании одного сегмента траектории относительно другого сегмента. Горизонтальное и вертикальное расстояния между диагоналями определяют сдвиг, при котором сегменты будут синхронизованы. Однако, если обратить внимание на структуры RP в верхнем левом и нижнем правом углах, то можно видеть, что они вытягиваются в горизонтальном и вертикальном направлениях. Это есть следствие того, что амплитудная асимметрия начинает превалировать над фазовой асимметрией при сопоставлении удаленных во времени сегментах траектории.

С использованием выражения для  $A_s$  (3) при построении векового хода асимметрии в работах Бадалян и Обридко [4] было показано, что южное полушарие доминировало приблизительно до 1920-х годов, далее приблизительно до 1980-х доминировало северное полушарие, затем снова отдав преобладание югу. Аналогичные результаты были получены в работе Наака с соавторами [5].

В предыдущей работе [6] мы частично затрагивали проблему синхронизации площадей солнечных пятен северного и южного полушарий с использованием построения линии синхронизации по методу CRP анализа. В настоящее время мы предполагаем, что асимметрия солнечной активности есть следствие не столько амплитудной асимметрии, сколько следствие асинхронизации процессов, протекающих в северном и южном полушариях. Построенная LOS (рис. 2в) выявляет сдвиг фаз в деятельности полушарий и предположительно имеет квазипериодический вековой характер, однако утверждать это с полной уверенностью нельзя, так как на рассматриваемой длине ряда (с 1874 по 2003 год) полностью укладываются только два вековых периода. На рис. 2б представлены ряды среднемесячных площадей солнечных пятен северного и южного полушарий, для которых и выполнен анализ.

На рис. 2а для сравнения приведен график бегущего среднего с окном один год для классического определения асимметрии [5]. Видно, что  $|A_s| \geq 0,6$  на минимумах солнечной активности. Стоит отметить, что если активность одного из полушарий близка к нулю, то  $A_s$  в силу своего математического определения стремится к максимальному значению вне зависимости от уровня активности другого полушария. LOS же достигает своего максимального значения в минимуме между 19 и 20 циклами и ясно прослеживает смену лидирующей роли от южного полушария к северному (рис. 2в). Асинхронизация в этот период достигает трех лет. Мгновенная асимметрия согласно  $A_s$  остается экстремально высокой с максимума 19-го цикла и до максимума 20-го цикла (рис. 2а).



**Рис. 2:** а – бегущее среднее по 12 точкам для классической асимметрии  $A_s$ ;  
 б – сглаженные по двенадцати точкам среднемесячные значения площадей пятен северного и южного полушарий;  
 в – линия синхронизации LOS подсчитанная по среднемесячным значениям площадей пятен (по оси ординат отложено число месяцев).

### Выводы

На основании проделанного анализа асимметрии площадей солнечных пятен по среднемесячным данным с 1874 по 2003 год можно заключить, что классическое определение асимметрии  $A_s$  (3) отображает только мгновенную величину доминирования одного полушария над другим. Для выявления фазовой асимметрии нами был проведен анализ с построением линии синхронизации. Оказалось, что асимметрия есть следствие асинхронизации процессов северного и южного полушарий Солнца. Особенно показательным является отрезок времени с 19-го по 20-й цикл, где  $A_s$  и линия синхронизации достигают своих максимальных значений. Однако,  $A_s$  не меняет знака при переходе к 20-му циклу, указывая на доминирование северного полушария. Хотя, даже непосредственно видно, что произошла смена лидирующей роли, что и отражается на графике линии синхронизации. Таким образом, если классическое определение асимметрии в большей мере отслеживает амплитудную асимметрию, то линия синхронизации, наоборот, свидетельствует о фазовых изменениях.

### Благодарности

Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки Российской Федерации, грант №37852.

### Литература

1. **Eckmann, J.-P., Kamphorst, S.O., Ruelle, D.**, Recurrence plots of dynamical systems, *Europhysics Letters*, 4(9), p. 973-977, 1987.
2. **Marwan, N.**, Encounters with neighbours (current developments of concepts based on recurrence plots and their applications), PhD Thesis, University of Potsdam, 2003.
3. **Zbilut, J.P., Giuliani, A., Webber Jr., C.L.**, Detecting deterministic signals in exceptionally noisy environments using cross-recurrence quantification, *Physics Letters A* 246 (1-2), p. 122-128, 1998.
4. **Бадалян О.Г., Обридко В.Н.**, N-S асимметрия площадей и полного числа пятен и квазидвухлетние колебания, Труды VII Пулковской международной конференции «Климатические и экологические аспекты солнечной активности», ГАО РАН, Пулково, 2003, с. 33-40.
5. **Knaack, R., Stenflo, J.O., Berdyugina, S.V.**, Periodic oscillations in the north-south asymmetry of the solar magnetic field, *Astronomy and Astrophysics*, 418, p. 17-20, 2004.
6. **Ponyavin D.I., Zolotova N.V.**, Cross recurrence plot analysis of the North-South sunspot activities, in: *Proceedings IAU Symposium No. 223 "Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity"*, eds. A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev, Cambridge Univ. Press., 2004, p.141-142;

## THE ADVENT OF A GRAND MINIMUM AND CLIMATE EFFECTS

**Callebaut D.K.<sup>1</sup> and Makarov V.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Physics Dept., CDE, University of Antwerp, B-2600 Antwerp, Belgium*

*E-mail: Dirk.Callebaut@ua.ac.be*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140 Saint Petersburg, Russia*

*E-mail: makarov@gao.spb.ru*

### Abstract

*We discuss several indications that a grand minimum will probably start with cycle 26 (say around 2030) or maybe even with cycle 25 (small probability) or at least with cycle 27.*

- 1) The lower and upper rest-latitudes of the filament bands between the large-scale regions of opposite polarity decreased with 1.2 degree per cycle during the last 12 cycles. The lower ones are now close to the equatorial region where new filament bands originate.*
- 2) The Gnevychyev-Ohl rule was violated by the cycles 22 – 23.*
- 3) A maximum Wolf number of about  $75 \pm 10$  is predicted for cycle 24.*
- 4) The polar reversal for cycle 23 happened 7.6 years after the start of the cycle, while for cycles 20 – 22 this was  $5.7 \pm 0.5$  years.*
- 5) The number of polar faculae increased by a factor 3.5 during the last 4 cycles.*
- 6) Excess of coronal holes, less solar flares in cycle 23.*
- 7) A theoretical consideration based on the energy and the gradients of the angular velocity may point to an exhaustion of the differential rotation.*

*On the other hand we present some considerations that put the previous arguments in a relative perspective. It is expected that a grand minimum should involve a gradual temperature decrease of about one degree on Earth. However, as the pollution is increasing, the decrease in temperature will be small. Nevertheless this may be interpreted that the global warming is not a systematic effect, just a fluctuation. This may lead to drastic underestimation of the global warming and thus to a dramatic situation which will culminate in a catastrophe by the end of the coming deep minimum when the “lost degree” may be recovered.*

### Introduction

Recently a lot of activity was devoted to the solar cycle, the space weather and the climate on the Earth: e.g. the conferences: in Teneriffe, Spain, 2000; in Vico Equense, Italy, 2001; in Prague, Czech Republic, 2002; in Nauchny, Ukraine, 2003; in Tatranska Lomnica, Slovakia, 2003; in St. Petersburg, Russia, 2003; in Oulu, Finland, 2004; in Kyiv, Ukraine, 2005. See e.g. Callebaut *et al.* (2000, 2002, 2002a, 2002b, 2002c, 2005), Makarov *et al.* (2002), Callebaut and Makarov (2005). Actually it is well known that the Maunder Minimum corresponded to a cold period on Earth. We estimated on the basis of the increased polar magnetic flux that since the end of the Maunder Minimum the temperature of the oceans of the Earth increased by about  $1^\circ$ , Makarov *et al.* (2002), in agreement with other results ( $0.7^\circ - 1.5^\circ$ ), Cliver *et al.* (1998, 1998a). Moreover, the direct irradiance is nearly 0.1% more during the maximum than during the minimum of an ordinary cycle with a corresponding difference in temperature (maybe  $0.3^\circ$ ). During the Maunder Minimum this was probably much larger.

Anyway to fix the ideas we shall use the moderate value of  $1^\circ$ . We shall estimate on the basis of several observational data that the magnetic activity of the Sun will decrease seriously during the next two or three cycles, leading very probably to a deep minimum accompanied by a decrease of the solar luminosity and consequently by a decrease of the temperature on Earth. This may be wrongly interpreted as if the present high temperatures are just a natural fluctuation and that the greenhouse effect is inoffensive, thus allowing an unlimited use of combustible resources of the Earth. This may lead later on to a partial melting of the polar caps, to an increase of the sea level, to an increase of calamities like hurricanes and floods in some regions and desertification in other regions.

This paper is essentially a sequence to our paper Callebaut, Makarov and Tlatov, 2002.

## 1. Data

$H_\alpha$  synoptic charts of the Sun allow us to study the global activity and its temporal variations during many cycles even when magnetic observations are not available. The structure and evolution of the Sun's magnetic field are determined by the emergence and distribution of unipolar magnetic regions. They are evident on magnetograms. These regions can be identified on  $H_\alpha$  charts, McIntosh (1979); Makarov (1984); Makarov and Sivaraman (1989). It is well known that after a polar field reversal the pole ward migration of the boundaries ceases drastically and they stay close to  $38^\circ$ ,  $20^\circ$  and  $0^\circ$  (or rather the band from  $+10^\circ$  to  $-10^\circ$ ) until the next minimum activity. During this period of relative rest the so-called rest-latitudes of the zonal boundaries (or filament bands) oscillate with amplitudes of at most  $3^\circ$  and a period of about 1.3 year, Makarov *et al.* (1985).

## 2. Argumentation

### ***2.1. Rest-latitudes of filament bands approaching equatorial region***

We refer to our paper Callebaut, Makarov and Tlatov, 2002c. The lower rest-latitude of the filament bands are around  $20^\circ$ . They decrease on the average with  $1.2^\circ$  per cycle and thus become close to the equatorial region where new filament bands are generated. If the maximum Wolf number is below 40 no more polar reversal occurs and we may say that there is no real cycle. This applies to each hemisphere. Now the Wolf number 40 corresponds (Waldmaier, 1955) to latitude  $11^\circ$  for the sunspots. When elongating the straight line which averages the lower rest-latitudes of the previous 12 cycles we reach  $11^\circ$  in cycle 26. So we expect a deep minimum to start then. In view of the possible fluctuations and error flags this deep minimum might even start in cycle 25, although this is not probable. On the other hand the deep minimum may start in cycle 27 only, especially as the previous lines meet rather at the end of cycle 26.



## ***2.2. Violation of the Gnevychhev-Ohl rule***

Again we refer to Callebaut, Makarov and Tlatov, 2002. It is clear that such a strong violation may indicate serious changes in the solar magnetic generation mechanism. Some authors (Duhau, 2003) suggest even that the Gnevychhev-Ohl rule may be violated twice consecutively.

## ***2.3. Cycle 24 will be a weak one***

Makarov predicts on the basis of polar faculae that the maximum Wolf number of cycle 24 will be:  $W_{MAX} = 70 \pm 10$ . Svalgard (2004), using a different method, predicts  $W_{MAX} = 75 \pm 8$  in the year 2011. Duhau (2003) predicts  $W_{MAX} = 87.5 \pm 23.5$  using still a different method. All these predictions are compatible and hence we may expect that  $W_{MAX}$  in cycle will probably not exceed 80, anyway a weak cycle. Compare with cycle 22:  $W_{MAX} = 157.6$  (1989) and cycle 23:  $W_{MAX} = 119.6$  (2000). This steep decrease may be the prelude of a grand minimum. Cf. the cycles preceding the Maunder Minimum: their Maximum Wolf numbers were fairly fast declining too.

## ***2.4. Polar reversal of cycle 23 has taken much longer than normal***

The polar reversal of cycle 23 happened 7.6 years after the solar minimum. However, for cycles 20 to 22 this was  $5.7 \pm 0.5$  years. This is another sign that the strength of the solar cycles is getting exhausted and that we are approaching a deep minimum. See section 3.7 below.

## ***2.5. The number of polar faculae increased by a factor 3.5 during the last 4 cycles***

In cycle 20 the number of polar faculae  $N_{PF}$  was 220 (N: 146; S: 74).

In cycle 21:  $N_{PF} = 310$  (N: 178; S: 132).

In cycle 22:  $N_{PF} = 524$  (N: 298; S: 226).

In cycle 23:  $N_{PF} = 772$  (N: 380; S: 772).

At the same time the area of the sunspots decreased gradually from 1566 (cycle 19) to 1185 (cycle 22) and about 1100 (cycle 23, preliminary figure), a decrease by only 30%. Clearly the decrease of the sunspot area is some indication of the weakening (exhaustion) of the equatorial activity, but the tremendous increase of the number of polar faculae is a very strong indication of the changing situation.

## ***2.6. Excess of coronal holes, less solar flares in cycle 23***

We refer to Ishkov (2005). The total number of active regions (AR) is considerably smaller in cycle 23 when compared with the AR number at the same point in previous cycles and accordingly we have a considerable excess of coronal holes. Sunspot groups are smaller than normal, they are less complex than usual, slower to evolve, and longer lived than normal. Flare activity is dramatically less than in cycles 18 – 22. The total number of optical, X-ray and large solar flares over the same period in previous cycles (19 – 22) is considerably smaller. Clearly these phenomena are connected with the previous

smaller. Clearly these phenomena are connected with the previous ones mentioned above, especially the one in section 3.5.

### **2.7. Energy considerations**

We refer again to Callebaut, Makarov and Tlatov (2002c). The magnetic energy ( $E_m$ ) is generated by the energy of the differential rotation ( $E_d$ ). We have estimated that  $E_d$  in the convective zone is  $10^{31}$  J (compare with the solar luminosity:  $4 \cdot 10^{26}$  J/s). Note that  $E_d$  is not the rotational energy of the convective zone, but the energy needed to bring the convective zone from a state with constant angular velocity (e.g. the one at the poles) to its present state. We estimated the magnetic energy lost to be roughly  $10^{28}$  J per year. That means that after 1000 years the differential rotation of the convective zone would have disappeared. However, we have approximately a deep minimum every 200 years:

Oort Minimum:	1010 – 1050
Wolf Minimum:	1282 – 1342
Spörer Minimum:	1416 – 1435 and 1470 – 1534
Maunder Minimum:	1645 – 1715

(Hence a deep minimum is long overdue !) However, the energy has by far not to be exhausted completely: as soon as the gradients of the differential rotation are weakened the generation of magnetic phenomena decreases strongly. In that sense one does not need the 1000 years to stop the production of magnetic phenomena that are sufficiently strong to show up, but 200 years can be sufficient. According to the theory developed by us (Callebaut and Makarov, 2005) using an exact solution of the kinematic dynamo the strongest gradients and the strongest production of magnetic field is at the latitude band between  $10^\circ$  and  $20^\circ$ , as agrees with the observations of the butterfly diagrams. Those gradients weaken themselves faster than the smaller gradients where moreover the dynamo works sometimes in the opposite direction too (region where  $\delta_r \omega = 0$ ). However, the consumption of the energy (and gradients) of the differential rotation is only one aspect: we should have an estimate of the refueling of the differential rotation, in particular a mechanism explaining the increasing angular velocity ( $\omega$ ) with increasing radius in the equatorial region.

### **2.8. Summary**

The strongest and most systematic argument is the one of the rest-latitudes of the filament bands approaching the equatorial region, especially as this is a trend which continued over 12 cycles. Moreover this allows a quantitative approximation of the cycle which will start the deep minimum. The strong increase of the number of polar faculae is a systematic feature too, however, dealing with 4 cycles only. The other features specific for cycle 23 indicated above mean very little when taken alone. However, the totality of all the phenomena taken

together clearly shows that we approach a deep minimum or at least an abnormal situation.

### **3. Counter arguments**

#### ***3.1. Possibility of a “small” deep minimum***

Extrapolation of the curves for the rest-latitudes of the filament bands toward situations where the rest-latitudes were not jet subject of observations shows that a deep minimum might have occurred around 1800. In fact very weak cycles occurred then, but not a deep minimum. We may speak of a “small” deep minimum. The differential rotation saved energy by producing a few small cycles and then launched again larger cycles. The same may happen for the predicted deep minimum around cycle 26. However, 1800 was only a century after the Maunder Minimum and thus too early to have again a real deep minimum: the differential rotation was consumed only partially. Now that we are 3 centuries after the Maunder Minimum we rather expect a full deep minimum.

#### ***3.2. The irregular Spörer Minimum***

The Spörer Minimum consisted of two parts. Clearly the cycles show a rather variable pattern and the deep minima even more. We lack data and experience with deep minima to have certainty in the prediction whether a normal deep minimum will occur, or an irregular one or just a “small” deep minimum.

#### ***3.3. Symmetry aspect***

In the Maunder Minimum the asymmetry between the north hemisphere (practically no sunspots) and the southern one (very few spots, but still much more than in the northern hemisphere) was obvious (Ribes and Nesme-Ribes, 1993). On the other hand cycle 23 shows a rather strong symmetry between both hemispheres.

### **4. Climate effects**

It is now generally accepted that there occurs a warming up of the Earth (atmosphere and oceans) due to the pollution by gases like carbon dioxide and others. This effect has been estimated to be about  $0.6^\circ$  during the last half century. Several scenarios have been elaborated. In the worst case the prediction is an increase of  $11^\circ$  of the temperature by 2100. In the best case there is some  $2^\circ$  increase or even no increase by 2100. A fair estimate may be  $5^\circ$  increase during the present century. This is catastrophic. A reduction of the global warming is in order, not only by various efforts to consume less energy but by having sources of energy which do not contribute to the green house gases, like nuclear energy, in particular fusion. However, if a deep minimum occurs in the coming decennia's, this will induce a decrease in temperature of the order of a degree. This will be partially compensated by the green house gases yielding a dip in temperature of say  $0.5^\circ$ . However, one (especially politicians) may interpret that the actual increase in temperature is a normal fluctuation in the climate. Thus one

will neglect the measures to diminish the output of carbon dioxide and the like, thus not putting a halt to the catastrophic global warming up.

## 5. Conclusion

We have presented several arguments indicating that a deep minimum is approaching and may occur in cycle 26 (say 2030) or maybe even in cycle 25 (small probability) or possibly in cycle 27. The strongest argument is the gradual decrease of the rest-latitudes of filament bands during the last 12 cycles: on the average  $1.2^\circ$  per cycle. Thus they are soon going to mix up with the new filament bands that are generated in the equatorial region which stretches roughly from  $+10^\circ$  to  $-10^\circ$  in latitude. Clearly something abnormal will happen. This is confirmed by several other phenomena, which each one taken separately would be an accidental feature only. However, taken together they give a fair basis that an abnormal situation is approaching. We expect this to be a deep minimum. However, as explained in the counter arguments, we have little experience with deep minima and it might be a “small” deep minimum like the one following the years 1800.

From former studies by us (Makarov *et al.*, 2002) it is expected that a grand minimum should involve a gradual temperature decrease of about one degree on Earth. However, as the pollution by carbon dioxide etc. on the Earth is increasing, resulting in increasing temperatures, the decrease in temperature will be partially masked and anyway small. Nevertheless this may be interpreted that the global warming is not a systematic effect, just a fluctuation. This may lead to drastic underestimation of the global warming and thus to a dramatic situation in which the pollution will be ever increasing at a still higher rate. The temperatures of the oceans and the atmosphere on Earth will further and further increase. This will culminate in a catastrophe if no solution (fusion!) is found in a fairly short time (a few decades) to the global warming of our planet. An extra warming up may be expected by the end of the coming deep minimum, when the degree “lost” at its beginning may be recovered. By all means politicians should be warned, even if we have little hope that they care for periods longer than election times.

## Acknowledgment

One of us (D.K.C.) is grateful to his colleague (V.I.M.) for kind hospitality. This work has been done with partial financial support RFBR, grant 05-02-1622 9.

## References

1. **Callebaut, D.K. and Makarov, V.I.:** 2005, in the present Proc.: IX Pulkovo International Conference on Solar Physics: *Solar Activity as a factor of Cosmic Weather*, (Pulkovo) Main Astronomical Observatory, 4-9 July 2005 (A.V. Stepanov, A.A. Solov'ev & V.A. Dergachev, directors.) (Mostly in Russian.)

2. **Callebaut, D.K., Makarov, V.I. and Tlatov, A.G.**, 2000, in Proc. 1<sup>st</sup> Solar and Space Weather Euroconference: *The Solar Cycle and Terrestrial Climate*, Tenerife, Spain, A. Wilson (ed.), ESA Sp-463, 297.
3. **Callebaut, D.K., Makarov, V.I. and Tlatov, A.G.**, 2002, in Proc. "SOLSPA: 2<sup>nd</sup> Solar and Space Weather Euroconference", Vico Equense, Italy, 24 – 29 September 2001, H. Sawaya-Lacoste (ed.), (ESA SP-477, February 2002), 209.
4. **Callebaut, D.K., Makarov, V.I. & Tlatov, A.G.**, 2002a, in Proc. 16<sup>th</sup> International Wroclaw Symposium and Exhibition on Electromagnetic Compatibility, Wroclaw, Poland, June 2002, 433-438.
5. **Callebaut, D.K., Makarov, V.I. & Tlatov, A.G.**, 2002b, in Proc. Solar Activity and Cosmic Rays after Polar Magnetic Field Reversal, 17-22 June, 2002. (In Russian and English) Main Astronomical Observatory, Pulkovo, St. Petersburg, Russia. 221 - 228.
6. **Callebaut, D.K., Makarov, V.I. & Tlatov, A.G.**, 2002c, in Proc. 10<sup>th</sup> European Solar Physics Meeting, "Solar Variability: From Core to Outer Frontiers", Prague, Czech republic, 9-14 September 2002 (ESA SP-506, December 2002), 113.
7. **Callebaut, D.K., Makarov, V.I. & Tlatov, A.G.**, 2005, in Book of Abstracts of Memorial International Conference, "Astronomy and Space Physics at Kyiv University", Kyiv, Ukraine, May 22 – 26, 2005, 59.
8. **Cliver, E.W., Boriakov, V. and Bounar, K.H.**, 1998, Geophys. Res. Lett. 25, 897.
9. **Cliver, E.W., Boriakov, V. and Feynman**, 1998a, Geophys. Res. Lett. 25, 1053.
10. **Duhau, S.**, 2003, Solar Phys.
11. **Gnevyshev, M.N. and Ohl, A.I.**, 1948, Astron. J. (in Russian), 25, 18.
12. **Gnevyshev, M.N. and Gnevysheva, R.S.**, 1949, Bull. KICO, No. 1.
13. **Ishkov, V.** 2005, in Book of Abstracts of Memorial International Conference, "Astronomy and Space Physics at Kyiv University", Kyiv, Ukraine, May 22 – 26, 2005, 63.
14. **Kosovichev, A.G., Schou, J., Scherrer, P.H. and 31 co-authors**, 1997, Solar Phys. 170, 43.
15. **Makarov, V.I.**, 1984, Soln. Dann. No. 6, 59.
16. **Makarov, V.I., Petrova, N.S. and Tavastsherna, K.S.**, 1986, Soln. Dann. No. 6, 69.
17. **Makarov, V.I. and Sivaraman, K.R.**, 1989, Solar Phys., 119, 35.
18. **Makarov, V.I. and Makarova, V.V.**, 1996, Solar Phys., 163, 267.
19. **Makarov, V.I., Callebaut, D.K. and Tlatov, A.G.**, 1997, Solar Phys. 170, 373.
20. **Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K., Obridko, V.N. and Shelting, B.D.**, 2001, Solar Phys. 198, 409.

21. **Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K. and Obridko, V.N.**, 2002, Solar Phys. 206, 383.
22. **McIntosh, P.S.**, 1979, Annotated Atlas of H $\alpha$  Synoptic Charts, World Data Center A.
23. **Priest, E.R.**, 1985, Solar Magnetohydrodynamics, 33.
24. **Ribes, J.C. and Nesme-Ribes, E.**, 1993, Astron. Ap. 276, 549.
25. **Stuiver, M. and Quay, P.D.**, 1980, Science 4426, 11.
26. **Usoskin, I.G., Mursula, K. and Kovaltsov, G.A.**, 2002, in Proc."SOLSPA: 2<sup>nd</sup> Solar and Space Weather Euroconference", Vico Equense, Italy, 24 – 29 September 2001, H. Sawaya-Lacoste (ed.), (ESA SP-477, February 2002), 257.
27. **Waldmaier, M.**, 1955, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, Leipzig.

## **SOME FEATURES DURING MAUNDER MINIMUM**

**Callebaut D.K.<sup>1</sup>, Makarov V.I.<sup>2</sup> and Tlatov A.G.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Phys. Dept., CDE, University of Antwerp, B-2610 Antwerp, Belgium  
E-mail: Dirk.Callebaut@ua.ac.be*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140, Saint Petersburg, Russia  
E-mail: makarov@gao.spb.ru*

<sup>3</sup>*Kislovodsk Solar Station of Pulkovo Astronomical Observatory, Kislovodsk,  
357700, Russia  
E-mail: Solar@narzan.ru*

### **Abstract**

*We show that both poles of the Sun had the same sign during a large part (1650–1710) of the Maunder Minimum, giving the Sun a kind of monopolar look. However, due to the large-scale magnetic regions at lower latitudes the Sun has still a multipolar structure, but different from the ones during normal cycles. This may have had an effect on the cosmic rays and hence on the isotope formation in the atmosphere of the Earth.*

*We confirmed the rate of polar drift of the magnetic neutral lines at the times of low sunspot activity is about  $(1.5 - 2.0) \text{ m s}^{-1}$ . If the magnetic neutral lines were to migrate all the time at this low speed, it would take almost 20 years. Such low pole ward velocities might have been a characteristic of the Maunder Minimum. The polar magnetic field reversal of the Sun requires minimum activity corresponding to the Wolf numbers,  $W_{MAX} \approx 40$ .*

*The gradual decrease of the high – latitude zone boundaries of unipolar magnetic field at the minimum sunspot activity was found for 1872 – 2004. The latitude zone boundaries were calculated for the Maunder Minimum. We suggest that the causes of the waxing and waning of the Sun's activity like in the Maunder Minimum are connected with pole ward and equator ward migration of the conical blades, where  $\delta, \omega = 0$ . The deep minima of solar activity may occur when these conical blades reach extreme latitudes and it will perhaps start in two or three solar cycles, that is to say, in solar cycles 25-27, or about in 2030-2040.*

### **Introduction**

The Maunder Minimum of solar activity (AD 1645-1715) has attracted researchers because it put forward many unexpected questions. In that period there were no regular observations (however, the observations at Paris are very useful) and one can say little about the quantitative parameters of such minimum. But an analysis of the direct and proxy solar activity data of that period allow us to conclude that the Maunder period is really characterized by unusually low solar activity, Eddy, (1976); Ribes and Nesme-Ribes, (1993); Kocharov *et al.*, (1995). Anomalies of the differential rotation of the Sun and very high latitudinal gradients of solar rotation were discovered during the Maunder Minimum.

Working out the theory of solar activity and forecasting its influence on the climate of the Earth are an actual problem. It is necessary to know the activity of the Sun on a long-term time scale. At present the cosmogenic isotopes that are generated by cosmic rays, may serve as a data for information on the history of

the Sun. The intensity of cosmic rays is connected with a level of solar activity. The radiocarbon  $^{14}\text{C}$  is generated by cosmic rays in nuclear reactions in the Earth's atmosphere and then it is accumulated in the yearly tree rings. The radiocarbon production rate depends on the intensity of cosmic rays, the level of solar activity and the value of the geomagnetic field.

## 1. Data

In this paper we used the results, received in the papers Ribes and Nesme-Ribes, (1993); Kocharov *et al.*, (1995); Makarov *et al.*, (2001, 2002); Balthasar, Vazquez and Wohl, (1986); Gnevyshev and Gnevysheva, (1949); Schove, (1979); Vitinsky, Kopesky and Kuklin, (1986); Waldmeier (1939).

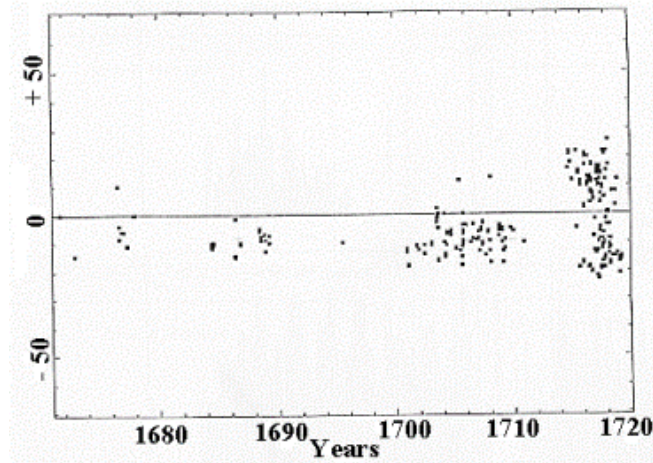
The unique collection of sunspot observations was obtained at the Observatoire de Paris during 1660-1719 and it was used for a study of the Maunder Minimum (Ribes and Nesme-Ribes, 1993). Butterfly diagrams, sunspot numbers, active longitude and rotation rate were constructed and compared with modern ones. Butterfly diagram of sunspots for 1670 – 1719 has showed that the activity had reached a “normal” level by 1714, Fig. 1 (Fig. 6 Ribes and Nesme-Ribes, 1993). It was beginning the cycle (- 3), Schove, (1979); Vitinsky *et al.*, (1986).

In recent years new results connected with the Maunder Minimum were obtained. The first result pertains to the rate of pole ward migration of the magnetic neutral lines depending on “the strength of the solar cycle” and polar magnetic field reversal. We found that the rate of polar drift at the times of low sunspot activity is about  $(1.5 - 2.0) \text{ m s}^{-1}$ . If the magnetic neutral lines were to migrate all the time at this low speed, it would take about 20 years to reach the poles. Such low pole ward velocities may be in a deep minimum (Makarov, Tlatov and Sivaraman, 2001).

The second result pertains to “the strength of the solar cycle” that decides the maximum latitude to which the magnetic neutral lines can reach during the cycle. The polar magnetic field reversal of the Sun requires minimum activity corresponding to the value of  $W_{\text{MAX}} > W_{\text{LIM}} \approx 40$ , (Makarov and Tlatov, 2000).

The third one pertains to the gradual decrease of the high – latitude zone boundaries of unipolar magnetic field at the minimum sunspot activity. We suggest that one of the causes of waxing and waning of the Sun's activity like in the Maunder Minimum are connected with pole ward and equator ward migration of the conical blades, where  $\delta_r \omega = 0$ . The deep minima of solar activity may occur when these conical blades reach extreme latitudes (Makarov *et al.*, 2002).





**Fig. 1.** Butterfly diagram of sunspots reconstructed for the time interval 1666–1719 according to (Ribes and Nesme-Ribes, 1993).

According to Ribes and Nesme-Ribes, (1993) few sunspots were observed at the northern hemisphere in the latitude band  $0^\circ - 10^\circ$  during 1670-1710 (one spot occurred at  $12^\circ$  around 1708, but that is at the very end of the Maunder Minimum), whereas at the southern hemisphere the solar activity has been observed in latitude band  $0^\circ - 15^\circ$  at the same time. According to Waldmeier (1939) there is a link between the latitude of the sunspot “butterflies”,  $\varphi_{\text{MAX}}$ , corresponding to the maximum, and the maximal Wolf number in the cycle,  $W_{\text{MAX}}$ .

$$\varphi_{\text{MAX}} \approx 8.2^\circ + 0.07^\circ \times W_{\text{MAX}}. \quad (1)$$

Gnevyshev and Gnevysheva, (1949) showed that this link may be better represented if one uses the sum of Wolf number per cycle,  $\sum W(t)$ ,

$$\varphi_{\text{MAX}} \approx 7.4^\circ + 0.016^\circ \times \sum W(t) \quad (2)$$

We use the “strength of the solar cycle”,  $\sum^{\text{REV}} W(t)$ , that decides the maximum latitude to which the pole most filaments bands or zonal boundaries of the magnetic field can reach during the cycle, (Makarov et al., 2001). The “strength of the solar cycle”,  $\sum^{\text{REV}} W(t)$ , determines a potential of the polar magnetic field reversal during the solar cycle. It is connected with the migration velocity of the zonal boundaries

$$V_{\text{PW}} (\text{m s}^{-1}) \approx (2.7 \pm 0.6) + (0.007 \pm 0.002) \sum^{\text{REV}} W(t) \quad (3)$$

Value of  $\sum^{\text{REV}} W(t)$  is the sum of the annual means of the Wolf numbers, starting from the lowest value in  $W(t)$  in the minimum phase all the way to the year of the polarity reversal for cycles 12-22 (1880-1990). The value  $V_{\text{PW}} (\text{m s}^{-1})$  represents the migration velocity of the filament bands (zonal boundaries of the magnetic field) from the  $\text{H}\alpha$  synoptic charts for cycles 12-22. The velocity values are the means over the same period as  $\sum^{\text{REV}} W(t)$ , starting from the lowest value in  $W(t)$  all the way to the year of the polarity reversal.

It was shown that the zonal boundaries of the magnetic field to reach the poles  $\sum^{\text{REV}} W(t)$  should have at least a value of  $\approx 250$ . A value of  $\sum^{\text{REV}} W(t) \approx 250$  corresponds to the  $W_{\text{MAX}} = W_{\text{LIM}} \approx 40$  (Makarov et al., 2001). It means that for the polar magnetic field reversal an annual means of  $W_{\text{LIM}} \approx 40$  is required as a lower limit. This  $W_{\text{LIM}} \approx 40$  corresponds to  $\varphi_{\text{MAX}} \approx 11^\circ$ , in accordance with (1). This corresponds to the observations. According to Ribes and Nesme-Ribes, (1993) during 1670 - 1710 a few sunspots were observed only in the northern hemisphere in the latitude band  $0^\circ - 10^\circ$ . It means that there were no the polar magnetic field reversals in the northern hemisphere in this period.

On the other hand, the sunspot activity was observed in the southern hemisphere in latitude band  $0^\circ - 15^\circ$  during 1670 - 1710. The value of  $\varphi_{\text{MAX}} \approx 15^\circ$  corresponds to  $W_{\text{MAX}} \approx 97 > W_{\text{LIM}}$ , in accordance with (1). It means that the possibility existed of a polar magnetic field reversal in the southern hemisphere in this period.

Moreover, it was found that the relation between the duration of the polar cycle,  $T_{\text{SP}}$ , (time between the next polar reversals) and the maximum Wolf number of the following sunspot activity cycle,  $W_{\text{MAX}}$ , (Makarov et al., 2003)

$$(W_{\text{MAX}} - 15)(T_{\text{SP}} - 8) \approx 260 \quad (4)$$

This relation shows that the shorter the interval between two neighboring reversals, the more intense is the following sunspot cycle. The correlation (4) allows us to assign a lower limit of the  $W_{\text{MAX}}$  during the long lasting period of low activity.

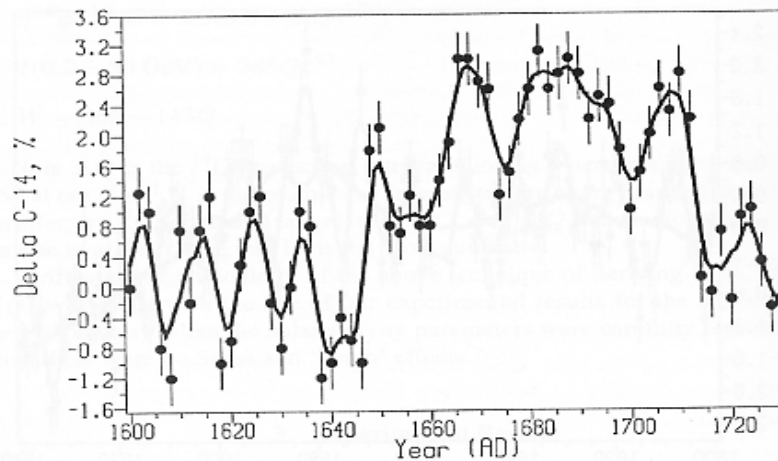
A relation was obtained between the duration of an ascending branch of the cycle  $\tau$  and,  $W_{\text{MAX}}$ , (Waldmeier, 1935),  $\tau \sqrt{W_{\text{MAX}}} \approx 41.7$ . Veselovsky and Tarsina (1998) have verified this relation using data for the 22 cycles and obtained,  $\tau \sqrt{W_{\text{MAX}}} \approx 45$ .

## 2. Results

### 2.1. Radiocarbon $^{14}\text{C}$ content variations

The radiocarbon  $^{14}\text{C}$  content variation of the bi-annual rings of the pine-trees from South Urals for AD 1600-1730 has been studied by Kocharov *et al.*, (1995). One can determine the length of the solar cycles using the maximal and minimal values of  $^{14}\text{C}$ . The pair 11-year cycles (- 12, - 11) have composed a 'normal' 22-year magnetic cycle during 1609-1630. (There was no violation of the even – odd rule according to Schove (1979) and Kocharov *et al.*, 1995.)

The Maunder Minimum began by the breach of duration of the next 22-year magnetic cycle, or the pair of the 11-year cycles (- 10, - 9). It had duration about 27 years (1630-1656) according to the radiocarbon  $^{14}\text{C}$  content (Kocharov *et al.*, 1995). The ascending branch of the cycle (- 10) has been  $\tau \approx 5$  years and it corresponds to the  $W_{\text{MAX}} \approx 70 - 80$ , according to (5) – (6) and polar magnet reversal was in both hemispheres. The cycle (- 10) had minimum (1640-1645).



**Fig. 2.**  $^{14}\text{C}$  content variations in the bi-annual rings of pine-trees from the South Urals over AD 1600–1730. (By courtesy of Kocharov *et al.* 1995).

The second part of magnetic cycle (- 9) had maximum in 1650, (Schove, 1979; (Kocharov *et al.*, 1995). It means that duration of “polar cycle” between the pair of sunspot cycles (- 10) and (- 9) was about 17 years and this corresponds to the  $W_{\text{MAX}} \approx 44$ , according to (4). This estimation of the  $W_{\text{MAX}}$  permits the conclusion that probably a polar magnetic field reversal happened at the southern hemisphere in the cycle (- 9). Here we suggest that the normal solar cycle at the northern hemisphere was absent during 1650-1710. It means that both poles of the Sun had one sign. Thus the monopole structure of global magnetic field of the Sun arose after the maximum of solar cycle (- 9) in 1650.

The next “pairs” included the cycles (- 8, - 7, - 6, - 5 and - 4) and they have been very low,  $W_{\text{MAX}} \approx 40 - 50$  during (1650-1700), (Schove, 1979; (Kocharov *et al.*, 1995). It means that there were no polar magnetic field reversals at the southern and northern hemispheres. The monopole structure of global magnetic field of the Sun continued about 60 years (1650-1710) from the maximum in the cycle (- 9) in 1650 up to maximum of the cycle (- 4) in 1705.

It is necessary to note that the numbers of the solar cycles do not correspond to the general accepted numbering of cycles during the Maunder Minimum. In reality the three solar cycles (- 10, - 9, - 8) (1634-1667) have formed two very long cycles, (- 10a and - 8a) with very low activity at the southern hemisphere. One part of the cycle (- 9) belong to cycle (- 10), another part was in the cycle (- 8).

The cycle (- 7) had one-peak only and it had “normal” length about 14 years (1667-1680). The ascending branch of this cycle took  $\tau \approx 7$  years (1667 - 1774). It corresponds to  $W_{\text{MAX}} \approx 36-41$ , according to (5) – (6). Schove, (1979) gives an estimation:  $W_{\text{MAX}} \approx 60$ . It was a very weak cycle. Probably the polar magnetic field reversal has been incomplete at the southern hemisphere. Thus the monopole structure of the global magnetic field of the Sun may be preserved.

The solar cycles (- 6 and - 5) have been marked by Schove, (1979) as a very low ones during 1680-1700. Activity was observed at the southern hemisphere only. Schove, (1979) gave the estimation of  $W_{MAX}(- 6, - 5) \approx 50-30$ . The radiocarbon  $^{14}C$  contents did not show these cycles. It shows very deep and wide minimum (Kocharov *et al.*, 1995). Ribes and Nesme-Ribes, (1993) marked weak activity at the southern hemisphere during the cycle (- 6) 1680 - 1690 and absence of activity at both hemispheres in the cycle (- 5) 1690-1700. Thus the monopole structure of the global magnetic field of the Sun was preserved up to 1700 and it continued more then 60 years (1640–1700).

The cycle (- 4) has been the last one before completion of the Maunder Minimum. The minimum activity has been in 1700 and the maximum in 1705, Ribes and Nesme-Ribes, (1993), Hoyt and Schatten, (1998). The ascending branch of the cycle (- 4)  $\tau$  has been about 6.0 years. It corresponds to  $W_{MAX}(- 4) \approx 50 - 55$ , according to (5) – (6). Hoyt and Schatten, (1998) gave the value  $W_{MAX}(- 4) = 58$ . Schove, (1979) gave the estimation of  $W_{MAX}(- 4) \approx 70$ . Any way the mean value of  $W_{MAX}(- 4) \approx 60 > W_{LIM} \approx 40$ . But the solar activity in the cycle (- 4) has been at the southern hemisphere only. It means that there was possibility the polar magnetic field reversal at the southern hemisphere.

The Maunder Minimum ended by the solar cycle (- 3). This cycle had the minimum in 1712 and the maximum activity at both hemispheres in 1718 according to Ribes and Nesme-Ribes, (1993) and Schove, (1979). The ascending branch of the cycle (- 3)  $\tau$  has been about 5.7 years. It corresponds to  $W_{MAX}(-3) \approx 50 - 65$ , according to (5) – (6). Hoyt and Schatten, (1998) gave the value  $W_{MAX}(-3) = 63$ . Schove, (1979) gave the estimation of  $W_{MAX}(-3) \approx 90$ . Any way the mean value of the  $W_{MAX}(-3) = 70 > W_{LIM} \approx 40$ . This was a usual weak 11-year solar cycle but the activity was at both hemispheres. Hence, there was a possibility of a polar magnetic field reversal at the northern and southern hemispheres.

The general evolutionary pattern of global magnetic field of the Sun showed that the polarity of magnetic field at the high latitudes between the even and odd cycles, for example 18-19, has been “+” at the northern hemisphere (Makarov and Sivaraman, 1989). We suggest that this regularity of change of sign of the polar magnetic field remained invariable up to 1720 and polarity between the cycles (- 2) and (- 3) was “+” at the northern hemisphere. Thus the polarity of magnetic field was “+” at the northern and southern hemispheres during 1640-1700.

However, the Sun has still a multipole structure instead of just an apparent magnetic monopole. Indeed, the solar surface is covered with various large-scale unipolar regions (roughly latitude stripes) with alternating signs. If a polar cap has outgoing magnetic field (say +), then the nearest latitude stripe is – and most field lines of the cap will be closed by going to this neighboring stripe. Next stripe is again + and the polar cap has no connection with that one, but with the one which is – and still further, however, in much weaker. If there is still a cou-

ple of stripes with respectively + an – the same situation repeats, but of course, still weaker. No field lines connect the polar caps if both have the same sign. It results that the field lines do not stretch very far in space. On the other hand when we have a normal situation, with polar caps of different sign, some field lines go from one cap to all the stripes of opposite sign and an amount of them will end on the other cap. This may spread out rather far in space and thus the case of the normal situation on the Sun may be more effective in deviating charged particles coming from the space than in the case when both caps have the same sign. Moreover, other features interfere: the surface of the caps and the latitude stripes and their field strength. Maybe the latter are weaker during a deep minimum. However, it is clear that a deep minimum will affect the cosmic rays in a different way than a normal cycle.

We may express the above qualitative arguments in mathematical form. The (huge !) currents in the filament bands, separating neighboring unipolar regions, are situated about 30000 km above the solar surface. Hence, the currents above say 50000 km above the photosphere are negligible. Thus, in order to have an idea of the fields structure farther in space, we consider a sphere with radius say 50000 km larger than the radius of the Sun. We simplify the irregular boundaries of the latitude stripes to be bordered by simple latitude circles. The parallel latitude stripes and caps have alternating signs (field alternatively going in or out). Around the sphere under consideration we have a vacuum field (no currents) satisfying:

$$\operatorname{div}\mathbf{H} = 0, \quad \operatorname{rot}\mathbf{H} = 0. \quad (5)$$

Putting  $\mathbf{H} = \operatorname{grad} \psi$  we obtain  $\Delta\psi = 0$ . In spherical coordinates  $(r, \theta, \varphi)$  with rotational symmetry this reduces to

$$\frac{\partial(r^2\partial\psi/\partial r)}{r^2\partial r} + \frac{\partial}{\partial\theta} \frac{(\sin\theta\partial\psi)}{\partial\theta} = 0. \quad (6)$$

Separation of variables  $\psi = R(r)\Theta(\theta)$  leads to

$$\psi = \frac{CP_n(\cos\vartheta)}{r^{n+1}} \quad (7)$$

with  $C$  a constant and  $P_n$  the Legendre polynomial of order  $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ . We have neglected the divergent solutions. The order  $n$  corresponds to the number of latitude stripes, i.e. to the order of the multipole. It is clear that the higher the order the faster the field decrease with increasing distance from the Sun. Taking  $n = 4$ , i.e.  $P_4(x) = (35x^4 - 30x^2 + 3)/8$ , with  $x = \cos\theta$  we find the following zeros:  $x = 0.33998$  and  $x = 0.86114$  or  $\theta = 70.12^\circ$  and  $\theta = 30.55^\circ$ , i.e. latitudes about  $20^\circ$  and  $60^\circ$  respectively for the filament bands separating the large-scale unipolar magnetic regions. Similarly, taking  $n = 5$  we obtain the zeros  $x = 0.53847$  and  $x = 0.90618$  or  $\theta = 57.4^\circ$  and  $\theta = 25.01^\circ$ , i. e. latitudes  $33^\circ$  and  $65^\circ$

respectively for the filament bands. These values do not correspond with the present rest latitudes of the filament bands, but may correspond to their values at the end of the Maunder Minimum according to some estimates.

In any case the multipole structure of the Sun with two polar caps of the same polarity during a long period may have affected the cosmic rays reaching the Earth and thus the formation of isotopes in the Earthy atmosphere.

## 2.2. The latitude zone boundaries in Maunder Minimum

It is well known that after polar magnetic field reversal the new high-latitude zone boundaries migrate to the equator and then stay at the rest-latitudes. We found a gradual decrease of the annual latitude of the high-latitude zonal boundary,  $\theta_{2m}$ , of the global magnetic field at the minimum activity (rest-latitude) from  $53^\circ$  in 1878 down to  $38^\circ$  in 1996 ( $39^\circ$  north and  $36.5^\circ$  south), yielding an average decrease of  $1.2^\circ$  per cycle (Makarov *et al.*, 2002, Fig. 2). The low-latitude zonal boundary,  $\theta_{1m}$ , decreased similarly. An average difference between  $\theta_{2m}$  and  $\theta_{1m}$  is about  $23^\circ.1$  during 1878-1996. As stated above, a few sunspots were observed only at the northern hemisphere in the latitude band  $0^\circ - 10^\circ$  during 1666-1700, Ribes and Nesme-Ribes, (1993). The polar magnetic field reversal requires that the annual mean the Wolf number exceeds  $W_{MAX, LIM} \approx 40$ . This  $W_{MAX, LIM} \approx 40$  corresponds to  $\varphi_{MAX} \approx 11^\circ$ , according to Waldmeier (1939), (1). It means that the normal solar cycles absent in this lapse of time.

The sunspot activity was observed in the southern hemisphere in latitude band  $0^\circ - 15^\circ$  during 1666-1700. The value of  $\varphi_{MAX} \approx 15^\circ$  corresponds to  $W_{MAX} \approx 97 > W_{LIM}$ , in accordance with (1). It means that there was possibility of the polar magnetic field reversal at the southern hemisphere during 1700-1711. Normal solar activity at the both hemispheres began by the solar cycle -3 (1712–1723).

We assume that  $\varphi_{MAX} \approx 11^\circ$  corresponds to value  $\theta_{1m}$ . We estimated the value  $\theta_{2m,N} - \theta_{1m,N} \approx 24^\circ.6$  for northern and  $\theta_{2m,S} - \theta_{1m,S} \approx 21^\circ.6$  southern hemispheres, that is say,  $\theta_{2m,N} \approx 35.6^\circ$  and  $\theta_{2m,S} \approx 32.6^\circ$  for deep minimum. Thus, we suggest that the low-latitude zonal boundary,  $\theta_{1m} \approx 11^\circ$  corresponds to the high-latitude zonal boundary,  $\theta_{2m,N} \approx 35.6^\circ$  and  $\theta_{2m,S} \approx 32^\circ.6$ . At present, the rest-latitude stayed at the  $37^\circ$  in 1996 (Kosovichev *et al.*, 1997). It means that deep minimum will be perhaps approach in three solar cycles (starting from 1996), that is to say, in solar cycle 26 or about in 2030. Of course fluctuations may happen and it may occur at the end of cycle 25 or the beginning of cycle 27.

Thus, we suggest that the causes of the waxing and waning of the Sun's activity like in the Maunder Minimum are connected with pole ward and equator ward migration of the conical blades, where  $\delta_r \omega = 0$ , where  $\delta_r \omega$  is the radial gradient of angular velocity. The deep minima of solar activity may occur when these conical blades reach extreme latitudes (Makarov *et al.*, 2002).

### 2.3. The anomalies of differential rotation of the Sun

High latitudinal gradients of solar rotation occurred during the Maunder Minimum, (Ribes and Nesme-Ribes, 1993, Fig. 7.). The sidereal rotation rate was  $\omega = 14.12 - 7.97\sin^2\theta$  for epoch 1666–1700 and  $\omega = 14.24 - 7.97\sin^2\theta$  for epoch 1701–1719. It means that the equator rotated with sidereal period  $25^{\text{d}}.5$  in an epoch 1666–1700 and  $25^{\text{d}}.3$  in an epoch 1701–1719. A strong anti correlation was found for the distribution of solar activity at the northern and southern hemispheres.

In modern epoch the sidereal rotation rate was  $\omega = 14.55 - 2.74\sin^2\theta$  for 9 solar cycles from 12 up to 20 (1879–1976), Balthasar, Vazquez and Wohl (1986). It means that the equator rotated with sidereal period  $24^{\text{d}}.7$ .

The solar latitudes  $0^\circ - 20^\circ$  rotated slower at the Maunder Minimum comparison with modern epoch. The latitude gradient has been equals  $d\omega/d\theta = -7.97\sin 2\theta$  in 1666–1700 and  $d\omega/d\theta = -2.74 \sin 2\theta$  in modern epoch for 1879–1976. It means that the latitude gradient at the Maunder Minimum has been in three times more than in modern epoch. Absence the polar magnetic field reversals means that the back - ground magnetic field has become weak at the Maunder Minimum. It means that the differential rotation, in spite of its high gradient, was not enough for the generation of the strong  $B_\phi$  necessary to create sunspots. The connection between the equator ward migration of the conical blades  $\delta_r\omega = 0$ , where  $\delta_r\omega$  is a radial gradient of angular velocity, and the low latitudes during the Maunder Minimum seems plausible.

This corresponds to the observations. According to Ribes and Nesme-Ribes, (1993) during 1670-1710 a few sunspots were observed only in the northern hemisphere in the latitude band  $0^\circ - 10^\circ$ , with one exception at the very end of the Maunder minimum at  $12^\circ$  around 1708. As the rest-latitudes have gradually decreased by about  $20^\circ$  during the past 12 cycles of observations, it may be inferred that the region of sunspots may be gradually shrinking. This may explain several features: e.g. the occurrence of a deep minimum and the historical fact that in the Maunder Minimum the spots appeared very near to the equator and indicated a strong velocity gradient in latitude. This latitude separates polar zone, where  $\partial_r \omega < 0$ , from an equatorial zone, where  $\partial_r \omega > 0$ , and almost coincides with the latitude  $\sim 37^\circ$ , where  $\partial_r \omega = 0$ ,  $\omega(r, \theta)$  is angular velocity of solar rotation (Kosovichev et al., 1997). These zones different on the sign of angular velocity and correspond to polar faculae and sunspot activity.

### Acknowledgment

One of us (D.K.C.) is grateful to his colleague (V.I.M.) for kind hospitality. This work has been partly done with financial support RFBR, grant 05-02-16229.

### References

*Balthasar, H., Vazquez, M. and Wohl, H.:* 1986, *Astron. Astrophys.* 155, 87-98.

- Callebaut, D.K., Makarov, V.I. and Tlatov A.G.:** 2002, in Proc. “Solar Activity and Cosmic Rays after Polar Magnetic Field Reversal”, (Eds.) Makarov, V. I. and Obridko, V. N., Pulkovo, Saint Petersburg, 221-228.
- Eddy, J.A.:** 1976, *Science*, **192**, 1189.
- Gnevyshev, M.N. and Gnevysheva, R.S.:** 1949, *Bull. KISO*, No.1 (15), p. 1-8.
- Hoyt, D.V. and Schatten, K.H.:** 1998, *Solar Phys.* **181**, 491.
- Kocharov, G.E., Ostryakov, V.M., Peristykh, A.N., and Vasil’ev, V.A.:** 1995, *Solar Phys.* **159**, 381.
- Makarov, V.I. and Sivaraman, K.R.:** 1989, *Solar Phys.* **119**, 35.
- Makarov, V.I., and Tlatov, A.G.:** 2000, *Astrophys. Astr.* **21**, 193.
- Makarov, V.I., Tlatov, A.G. and Sivaraman, K.R.:** 2001, *Solar Phys.* **202**, 11.
- Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut., D.K., and Obridko, V.N.:** 2002, *Solar Phys.* **206**, 383.
- Makarov, V.I., Tlatov, A.G. and Sivaraman, K.R.:** 2003, *Solar Phys.* **214**, 41.
- Ribes, J.C. and Nesme-Ribes, E.:** 1993, *Astron. Astrophys.* **276**, 549-563.
- Schove, D.J.:** 1979, *Solar Phys.*, **63**, 423-432.
- Veselovsky, I.S. and Tarsina, M.V.:** 1998, *Adv. Space Res.*, **29**, 417.
- Vitinsky Yu.I., Kopesky, M. and Kuklin, G.V.:** 1986, *Statistika Pyatnoobrazovatel’noi Deyatel’nosti Solntsa*. Nauka, p. 269.
- Waldmeier, M.:** 1939, *Astron. Mitt. Zürich*, No. **138**, 439-450.



## **О ПРОГНОЗЕ 24-ГО ЦИКЛА ВРЕМЕННОГО РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА**

**Куандыков Е.Б.<sup>1</sup>, Каримова Л.М.<sup>1</sup>, Макаренко Н.Г.,<sup>2</sup> Пак И.Т.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Институт Математики, Алма-Ата, Казахстан, chaos@math.kz*

<sup>2</sup>*Главная астрономическая обсерватория РАН, makar-ng@nm.ru*

## **ON THE PREDICTION SOLAR CYCLE 24**

**Kuandykov E.B.<sup>1</sup>, Karimova L.M.<sup>1</sup>, Makarenko N.G.<sup>2</sup>, Park I.T.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Mathematics, Almaty, Kazakhstan*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory of RAS*

### **Abstract**

*The main aspects of modern approaches to a nonlinear prediction of time series are represented. To get a prediction for 24 cycle the methods of embedology and neurocomputing are used. Two variants of such prediction are shown. The first one has been received by means of committee of neural networks, the second one is based on the presentation of original time series in the framework of empirical mode decomposition.*

***Ни Ангелы Божии, ни демоны не знают таким образом будущего, однако предсказывают***  
(Св. Иоанн Дамаскин)

Предсказание очередного цикла Швабе-Вольфа можно рассматривать как некоторую научную спекуляцию, поскольку проверка успешности различных вариантов может быть сделана по истечении такого времени, когда сам прогноз уже не является актуальным. С другой стороны, такие прогнозы можно считать своеобразным тестированием новых методов моделирования динамических систем. Очаровательная привлекательность таких тестов заключена в том, что статистика ошибки моделей вряд ли вообще может быть построена на доступной выборке из 23 «состоявшихся» циклов. Тем не менее, в силу сложившихся традиций, уже появились многочисленные прогностические варианты будущего, 24-го цикла, которые можно найти на сайте [1]. Они получены в разных контекстах - физических и формальных. Первые позволяют указать лишь величину и момент наступления максимума, вторые более интересны, поскольку дают морфологию цикла. К сожалению, общие принципы построения предикторов для формальных схем за редким исключением [2,3] вообще не обсуждаются, хотя они не являются тривиальными. Настоящая статья является попыткой в какой то мере заполнить этот пробел. Мы предвараем два собственных варианта эволюции 24-цикла кратким путеводителем по наиболее популярным схемам построения предиктора.

### Общие принципы прогноза

В рамках эмбедологии [4,5] задача нелинейного прогноза имеет следующую форму. Для данного временного ряда  $\{x_i\}, i = \overline{1, N}$  и его вложения в  $R^m$ :  $\Phi(\mathbf{z}_i), \mathbf{z}_i = x_i, x_{i+\tau}, x_{i+2\tau}, \dots, x_{i+(m-1)\tau}$  известны  $(N - (m+1)\tau)$  численные значения векторов  $\mathbf{z}_i$  и «ответов» динамической модели:  $x_{i+m} = \Phi(\mathbf{z}_i)$ . Предиктор  $\Phi$  - непрерывная, возможно дифференцируемая, неизвестная нам функция, определенная на некоторой гиперповерхности в  $R^m$ . При этих условиях задача аппроксимации  $\Phi$  решается только на уровне технической строгости [4] с помощью *локальных* или *глобальных* методов. Локальные подходы основаны на методе аналогов Лоренца. Пусть  $\varphi: X \rightarrow X$  динамическая система, определенная на компакте  $X \subset R$  с «наблюдаемой»  $n \in \mathbb{N} \rightarrow \varphi^n(x_0) \in X$ , где  $x_0$  - начальное состояние. Пусть временным рядом является сама последовательность точек  $\{x_i\} \triangleq x_0, x_1, x_2, \dots, x_N, \dots$  с расстоянием  $|x_i - x_k|$ , и последним известным значением является отсчет  $x_N$ . Выберем все те значения  $x_n$  с номерами  $n < N$  из истории ряда, которые близки к «настоящему»:

$$|x_n - x_N| < \varepsilon, |x_{n-1} - x_{N-1}| < \varepsilon, \dots, |x_{n-k} - x_{N-k}| < \varepsilon.$$

Рассмотрим такие найденные значения  $n$ , для которых соответствующие «прогнозы»  $x_{n+1}$  или  $x_{n+l}$  принадлежат  $X$ . Возьмем объединение  $\varepsilon$ -окрестностей всех этих элементов и «предскажем», что  $x_{N+1}$  или  $x_{N+l}$  также принадлежат этому же объединению. Технически эта  $(k, \varepsilon)$ -процедура реализуется в  $R^m$  так. Для каждой точки реконструкции  $\mathbf{z}_i^0$  находят  $k$  ее ближайших соседей. После этого, функция  $\Phi$  аппроксимируется полиномом  $P_n(\mathbf{z}_i^0)$  степени  $n$  в ее окрестности. Коэффициенты полинома находят методом наименьших квадратов из условия  $\sum_{i=1}^k |P_n(\mathbf{z}_i^0) - \Phi|^2 \rightarrow \min$ . Поскольку число соседей  $k$  должно быть больше числа коэффициентов полинома (их число  $\sim m^n$ ), обычно используют степени  $n \leq 2$ .

В *глобальных* методах [4], динамика аппроксимируется сразу во всем  $\mathbf{z}$ -пространстве. При использовании полиномов минимизируется функционал *полной* ошибки:  $\sum_{i=1}^N |P_n(\mathbf{z}_i) - \Phi|^2 \rightarrow \min$ , где  $N$  число примеров «обучающей выборки», т.е. число известных пар  $\{x_{i+m}, \Phi(\mathbf{z}_i)\}$ .

На практике чаще используют глобальные методы с *локальными* свойствами - радиальные базисные функции или нейронные сети (ИНС) [4]. Аппроксимацией непрерывной многомерной функции  $\Phi(\mathbf{x})$  называют некоторую другую функцию  $F(\mathbf{w}, \mathbf{x})$  с «подстроечными» параметрами  $\mathbf{w}$ , подбор которых обеспечивает наилучшее возможное приближение функ-

ции  $\Phi$  на конечном множестве *примеров*:  $\{x, \Phi(\mathbf{x})\}$ . Как правило, функции  $F$  выбираются из некоторого класса функций  $A = \{F_i\}$ , содержащего и  $\Phi$ . Определим расстояние между функцией  $\Phi$  и классом  $A$  как  $\rho(\Phi, A) = \inf_{F_i \in A} \|\Phi - F_i\|$ . Если  $\inf$  достигается для некоторой  $F_* \in A$ , то именно она и будет *наилучшей аппроксимацией* для  $\Phi$ . При этом множество  $A$  есть *множество существования*, если для каждой  $\Phi \in A$  существует *по меньшей мере* одна наилучшая аппроксимация и  $A$  - *чебышевское*, если существует *только одна* такая аппроксимация. В случае ИНС используется аппроксимационная схема вида [4]:

$$F(\mathbf{w}, \mathbf{x}) = \sigma \left\{ \sum_n w_n \sigma \left\{ \sum_i v_i \sigma \left\{ \dots \sigma \left\{ \sum_j u_j x_j \right\} \dots \right\} \right\} \right\},$$

которую называют обычно *схемой с обратным распространением*. Она соответствует многослойной нейронной сети с элементами, которые суммируют свои входы с весами  $\mathbf{w}, \mathbf{v}, \mathbf{u}, \dots$  и затем выполняют преобразование этой суммы с помощью *сигмоидальной* функции  $\sigma$ :  $\lim_{t \rightarrow \infty} \sigma(t) = 1$  и  $\lim_{t \rightarrow -\infty} \sigma(t) = 0$ , которые не образуют чебышевского множества.

### Ошибка модели

Наиболее распространенные методы количественного определения качества модели основаны на статистике ошибок предсказания [6,7]. Пусть  $x_{i+1} = \Phi(\mathbf{x}_i)$  - модель, с наблюдениями  $s_i = (x_i + \eta_i) \in \mathbb{R}^{m_s}$ , которые соответствуют состояниям  $x_i \in \mathbb{R}^{m_x}$  "истинной" детерминированной системы  $G$ . Предположим, что  $m_s = m_x = m$  и ошибки измерения  $\eta_i$  аддитивны. Тогда ошибка одношагового предсказания может быть представлена как [6]:  $E_{pred} = E_{model} + E_{noise}$ , где  $E_{noise}$  - ошибка, связанная с неопределенностью наблюдений и  $E_{model}$  - неадекватность модели, из-за неверных значений параметров или структурной ошибки, которая возникает если процесс, генерирующий данные, не описывается данным классом модели. Существует несколько подходов, учитывающих ошибку модели [6-8]. Один из них заключается в предположении, что детерминированная динамика управляется уравнением:  $x_{i+1} = G(\mathbf{x}_i, \mathbf{a})$ , где  $\mathbf{a} \in R^p$  - вектор параметров, изменения которого приводят к перестройке режимов системы (бифуркациям), которые отслеживаются как *нестационарность* наблюдаемого временного ряда. Скрытые параметры приводят к систематической ошибке предсказания, оценить которую можно с помощью палегноза истории ряда. Информацию содержащуюся в этой ошибке можно использовать для корректора, который минимизирует ошибку модели на палегнозе, а затем исправляет предсказание модели [4,8]. Нестационарность ряда рассматривается и как проблема вложения [3,9]. Обычно не удается выбрать один универсальный лаг  $\tau$  для временного ряда, аналогичного ряду чисел Вольфа, в котором суще-

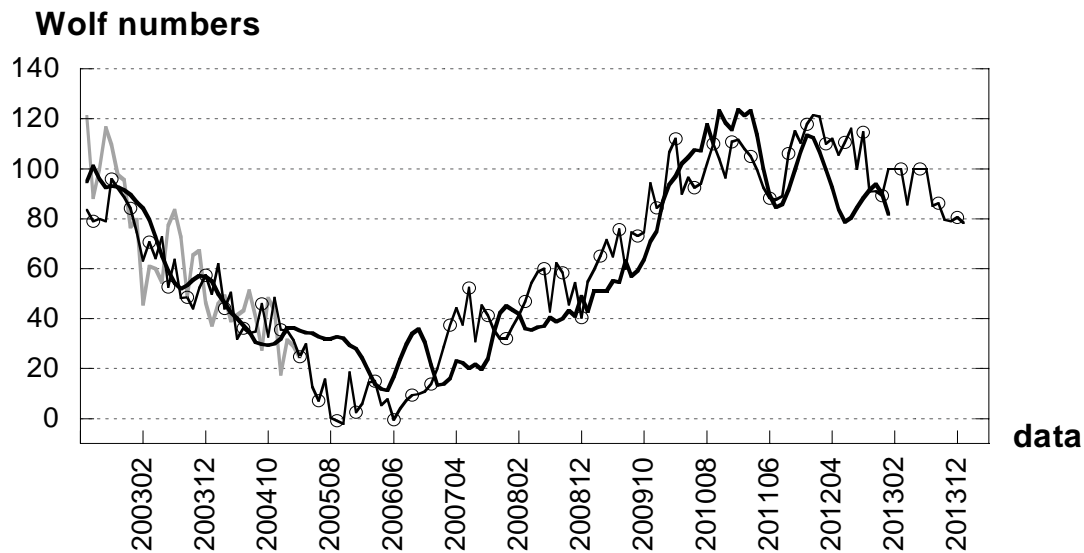
ствуется несколько характерных масштабов времени. Предложенный выход заключался в использовании *неоднородного вложения* [3,9], в котором  $m$ -вектор запаздывающих координат - имеет разные лаги:  $\tau_1, \tau_2, \dots, \tau_m$ . Для нахождения лагов используется эвристический принцип *минимальной длины описания модели*, который приводит к функционалу, выражающему компромисс между алгоритмической сложностью модели и длиной описания данных, которые она способна представить. Наконец, для зашумленных рядов, наиболее перспективными являются модификации байесовского подхода к выбору моделей [6,7,9].

**Горизонт предсказуемости.** Одной из особенностей хаотических систем является ограниченный интервал времени, для которого возможно сделать предсказания [10]. Этот факт обусловлен "разбеганием" соседних траекторий в фазовом пространстве системы. Скорость "разбегания" измеряется *характеристическими Ляпуновскими показателями*. Пусть  $\mathbf{z}(t) \equiv \delta \mathbf{x}(t) = \tilde{\mathbf{x}}(t) - \mathbf{x}(t)$  - инфинитезимальная разность между двумя траекториями  $\mathbf{x}(t)$  и  $\tilde{\mathbf{x}}(t)$ , имеющих близкие начальные условия. Эволюция вектора  $\mathbf{z}(t)$  описывается линеаризованными дифференциальными уравнениями. Их решения на больших временных масштабах при довольно общих предположениях можно представить в форме  $\mathbf{z}(t) = \sum_{i=1}^d c_i \mathbf{e}_i e^{\lambda_i t}$ , где  $\{\mathbf{e}_i\}$  - ортонормированный базис в касательном пространстве. Характеристическими *Ляпуновскими показателями или экспонентами* называют величины  $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \dots \geq \lambda_d$ . При  $\lambda_1 > 0$  мы имеем быстрое (экспоненциальное) увеличение ошибки. В этом случае система является хаотической и *de facto* непредсказуемой на временах порядка  $\lambda_1^{-1}$ , когда  $\|\mathbf{z}(t)\| \approx 1$ , т.е. разбегание сравнимо с размерами аттрактора. Часто  $\lambda_1$  называют просто "экспонентой Ляпунова" и обозначают  $\lambda$ . Учет размерности аттрактора  $d$  приводит к оценке горизонта предсказуемости [10]:  $T_p \sim \log_2 N / (\lambda_1 d)$ , где  $N$  - длина временного ряда, а величина  $I_0 = \log_2 N$  измеряет *энтропию Хартли* отсчетов ряда. На практике, если мы задаем величину  $\delta_0$  для начальной ошибки и хотим предсказать состояние системы с определенной не слишком большой толерантностью  $\Delta$ , тогда предсказание возможно только на интервале предсказуемости  $T_p \sim 1/\lambda \ln(\Delta/\delta_0)$ . Известные численные оценки  $\lambda$  для ряда чисел Вольфа меняются от  $0.023 \text{ month}^{-1}$  ( $T_p \approx 4 \text{ year}$ ) [2] до  $0.012 \text{ month}^{-1}$  ( $T_p \approx 11 \text{ year}$ ) [11]. Основная причина такого разброса, по видимому, состоит в том, что наивное приложение формализма к зашумленным временным рядам дает произвольный результат, зависящий от выбора вычислительных параметров [12]. Один из способов избежать экспоненци-

ального роста ошибки заключается в использовании *векторного* прогноза: выбирая длину лага достаточно большой, например,  $\tau \approx 100-120$ , можно получить прогноз всего цикла целиком, «за одну итерацию» [4].

### Прогноз 24-го цикла

Мы получили прогноз 24 цикла 2-мя способами. В первом из них использовалось вложение среднемесячных значений ряда чисел Вольфа в  $R^m$ ,  $m = 10$ ,  $\tau = 105$ . Следовательно, предполагалось, что этот ряд является *детерминированно-порожденной наблюдаемой*, в смысле Такенса [4,5]. Предиктор аппроксимировался *комитетом* нейронных сетей [13], т.е. набором отдельных ИНС (членов комитета), который включает в себя и общую нейронную сеть с функционалом ошибки, построенным по принципу максимального правдоподобия.



Два прогноза цикла №24. Серая линия (слева) - среднемесячные числа Вольфа; черная линия – прогноз комитета ИНС; кружки – прогноз с помощью EMD.

Общая ИНС строит условное вероятностное распределение по результатам предсказаний членов комитета, так что конечное предсказание является их взвешенной суммой. Результат приведен на рисунке (черная линия). Второй подход, кроме предположения о низкоразмерной динамике, опирался на разложение сигнала по эмпирическим модам [14], в рамках аналитического представления процесса в форме  $Z(t) = X(t) + iY(t) = A(t)\exp i\theta(t)$ , где  $Y(t)$ - преобразование Гильберта для  $X(t)$  и  $\theta(t)$ -мгновенная фаза. Геометрия вложения ряда в  $R^3$  указывает на возможность формального введения такой фазы, однако обосновать реальность существования огибающей  $\text{Re } A(t)$  для солнечных циклов довольно трудно. Такая огибающая эквивалентна *долговременной памяти* ряда на всем инструментальном масштабе. Мы не смогли найти коррект-

ного подтверждения этой гипотезе методами символической динамики и сравнением прогнозов с палегнозами [15,16]. Построение EMD сводится к рекуррентному вычитанию среднего арифметического значения  $m_{1k}$ , верхней и нижней огибающей сигнала  $X(t)$  и его остатков:  $X(t) - m_{10} = h_{10}$ ,  $h_{1(k-1)} - m_{1k} = h_{1k}$ . Из 8 мод, полученных с помощью пакета [17], мы использовали частичную сумму пяти (№2-6) для того, чтобы увеличить долю детерминизма в сигнале. Полученный рафинированный ряд использовался для построения вложения в  $R^{11}$  и прогноза в пакете Neuro-Statistic. Наиболее вероятный вариант выбирался по тестированию на ветви спада 23-го цикла; результат прогноза показан на рисунке кружками. Оба прогноза практически совпадают: двойной максимум ( $\approx 115-120$ ) достигается в 2010-2012 г.

### Литература

1. <http://www.lund.irf.se/rwc/cycle24/>
2. **Sello S.** // Astron.& Astroph. 2001, V.377. P.312
3. **Small M., Tse C.K.** // Phys. Rev. E, 2002, V.66, 066701
4. **Макаренко Н.Г.** // Лекции по нейроинформатике, ч. 1, Нейроинформатика-2003, Москва, МИФИ, 2003. С. 86.
5. **Макаренко Н.Г.** // Нелинейные волны'2004. Нижний Новгород. 2005. С.398
6. **McSharry P.E., Smith L.A.** // Phys. Rev. Lett., 1999, V. 83(21). P.4285
7. **Лоскутов Е.М., Мольков Я.И., Мухин Д.Н., Фейгин А.М.** // Нелинейные волны, 2004. Нижний Новгород. 2005. С.411
8. **Judd K., Small M.** // Physica D, 2000, V.136. P.31
9. **Nakamura T., Kilminster D., Judd K., Mees A.A.** // Int. J. Bifur. Chaos. 2004. V. 14, P. 1129.
10. **Farmer J.D., Sidorovich J.J.** // Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 59. P. 845.
11. **Kremlliovski M.N.** // Solar Phys. 1995, V.159, P.371
12. **Tanaka T., Aihara K., Taki M.** // Physica D, 1998, V.111, P.42
13. **Yu Hen Hu, Jeng-Neng Hwang.** Handbook of neural network signal processing. – CRC Press LLC, 2002. – 383 p.
14. **Huang N.E., Shen Z. et al** // Proc. R. Soc. London. Ser.A. 1998. V. 454, P.903.
15. **Данилкина Е.Б., Макаренко Н.Г.** // Физика Солнца и звезд. Элиста. 2003. С.43
16. **Макаренко Н.Г., Данилкина Е.Б.** // "Нейроинформатика-2004". – Москва, 2004. Ч. 1. С. 11.
17. <http://perso.ens-lyon.fr/patrick.flandrin/emd.html>

**НЕЛИНЕЙНЫЕ МЕТОДЫ ТЕСТИРОВАНИЯ СИНХРОНИЗАЦИИ  
ДВУХ ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ  
ПО ПАЛЕОКЛИМАТИЧЕСКИМ ДАННЫМ**

**Макаренко Н.Г.<sup>1</sup>, Каримова Л.М.<sup>2</sup>, Данилкина Е.Б.<sup>2</sup>,  
Пак И.Т.<sup>2</sup>, Хелама С.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Главная астрономическая обсерватория РАН, makar-ng@nm.ru*

<sup>2</sup>*Институт Математики, Алма-Ата, Казахстан, chaos@math.kz*

<sup>3</sup>*Department of Geology, University of Helsinki, Finland,  
samuli.helama@helsinki.fi*

**NONLINEAR METHODS OF TESTING SYNCHRONIZATION OF  
TWO DYNAMICAL SYSTEMS ON PALEOCLIMATIC DATA.**

**Makarenko N.G.<sup>1</sup>, Karimova L.M.<sup>2</sup>, Danilkina E.B.<sup>2</sup>, Park I.T.<sup>2</sup>, Helama S.<sup>3</sup>**

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

<sup>2</sup>*Institute of Mathematics Almaty, Kazakhstan*

<sup>3</sup>*Department of Geology, University of Helsinki, Finland*

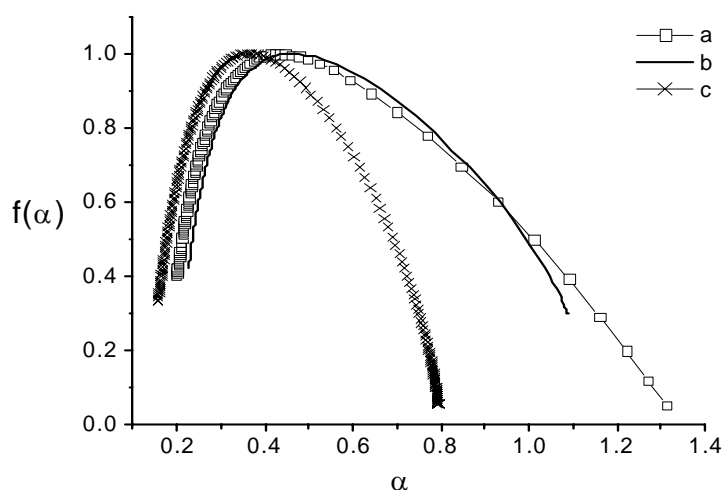
**Abstract**

*Relationship between the multimillennial time series of temperature proxy records from Greenland ice ( $\delta^{18}O$  from GISP2) and Fennoscandian tree-rings was examined using the topological dynamics methods. To reveal the nonlinear relationship it was necessary to fill gaps in the original ice core data. The remount of the data was done by means of the method of fractal interpolation after testing scaling characteristics of these series. Additionally, to improve the estimation of nonlinear relations multifractal reduction of a noise was implemented. The revealed nonlinear relationship was further discussed in the context of atmospheric patters over Greenland and North-West Europe.*

Изменчивость природных процессов в Северо-Атлантическом регионе оказывает огромное влияние на обширную область от восточного побережья США до Сибири, от Арктики до субтропической Атлантики [1]. Вариации климата в Гренландии и Северной Европе также по большей части происходят под воздействием этой природной циркуляционной системы океан-атмосфера [2]. Для понимания процессов ее функционирования не достаточно инструментальных временных рядов метеоданных, с их скромными временными масштабами. Для получения полной информации необходимы длинные ряды косвенных палеоклиматических данных, позволяющих отследить динамику на интервалах времени от десятков до сотен тысяч лет. Сравнительно недавно, такие данные, с годовым разрешением, были получены для Северо-Западной Евразии. Несколько ранее, на основе изотопных измерений льда и колец деревьев в Гренландии и Северо-западной Европы, соответственно были получены косвенные температур-

ные данные на продолжительной временной шкале для Северо-Атлантического региона. Совместное исследование этих выборок должно улучшить наше понимание как природной, так и антропогенной составляющей изменчивости климата во всем Северо-Атлантическом регионе. Мы используем в этой статье нелинейные методы оценки взаимной связи между этими двумя типами данных.

**Косвенные данные по льду.** Последние представляют собой измерения относительного количества стабильного изотопа кислорода  $\delta^{18}O \equiv {}^{18}O/{}^{16}O$  в образцах льда на станции GISP2 в Гренландии [3]. Метод датировки образцов льда описан [4]; он дает ошибку шкалы «глубина-возраст», которая составляет 2% для года 8021 ВР. Ряд покрывает временной интервал 110977ВР - 1987AD. Однако для анализа использовались данные с 5500 ВР, поскольку именно с этого времени начинается использованный нами дендрохронологический ряд. Считается, что  $\delta^{18}O$  отслеживает температуру в момент выпадения осадков. Подробное описание данных можно найти, например, в [4].



**Рис.1.** Примеры мультифрактальных спектров для различных выборок ряда  $\delta^{18}O$ .

Исходный временной ряд  $\delta^{18}O$  неэквиливантный и содержит пропуски, которые заполнялись методом фрактальной интерполяции [5]. Такой подход вполне корректен, поскольку временной ряд обладает хорошо выраженным мультифрактальным скейлингом. На Рисунке 1 приведены мультифрактальные  $f(\alpha)$  спектры больших отклонений [6] для для короткого фрагмента 10-летних значений без пропусков (а), ряда после линейной интерполяции (b) и короткого дополнительного погодичного ряда (с). Метод фрактальной интерполяции позволил получить выборки с разрешением 1-, 5- и 10-лет.

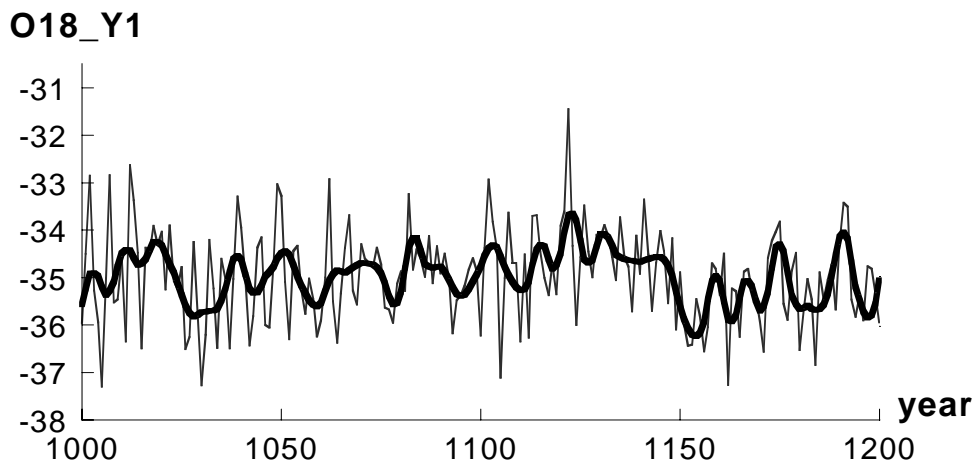


**Редукция шума.** Для увеличения доли детерминированной компоненты временного ряда  $\delta^{18}O$  было использовано улучшение Гельдеровской регулярности ряда [7,8]. Напомним, что регулярностью в точке  $x_0 \in R$  графика функции  $f(x): R \rightarrow R$  называют положительное вещественное число  $\alpha(x_0)$ , такое что для некоторой постоянной  $C$  и полинома  $P(x)$  порядка, меньшего чем  $\alpha$ , для всех  $x$  в окрестности  $x_0$ , справедливо неравенство:

$$|f(x) - P(x - x_0)| \leq C|x - x_0|^\alpha.$$

Пусть  $Y = F(X, B)$  измеренный сигнал, где  $X$  неизвестный полезный сигнал,  $B$  – шум неизвестной природы и  $F$  неизвестная непрерывная функция.

- Измерим локальный показатель  $\alpha_Y$  в каждой точке сигнала  $Y$ .
- Улучшим полученную регулярность на некоторую постоянную  $\delta$ , полагая что модифицированная регулярность соответствует регулярности «чистого» сигнала:  $\alpha_Y \rightarrow \alpha_Y + \delta \equiv \alpha_{\tilde{X}}$
- Построим функцию  $\tilde{X}$ , с этой «предписанной регулярностью». Эта функция и будет моделью улучшенного сигнала. Оценки  $\alpha(x_0)$  можно получить с помощью вейвлет коэффициентов измеренного сигнала [9].



**Рис.2.** Редукции шума для фрагмента временного ряда  $\delta^{18}O$  с  $\delta = 1.5$ . Оригинальные данные показаны тонкой линией.

Задача восстановления функции по ее заданной регулярности [10] является многопараметрической, нелинейной и некорректной и может быть решена, например, с помощью генетического алгоритма [7,8]. На рисунке 2 приведен пример улучшения регулярности, для фрагмента временного ряда  $\delta^{18}O$ .

**Косвенные данные по кольцам деревьев.** Этот ряд содержит ширину колец *Pinus sylvestris L.* произрастающей на границе распространения леса в северной Фенноскандии, Финляндии и Норвегии (68° - 70° с. ш. и 20° - 30° в. д.). Этот ряд охватывает 7500 тыс. лет и подробно описан в [11,12]. Поскольку ширины годовых колец этой шотландской сосны хорошо коррелирует с летними температурами в северной Финляндии [13,14] использовали эту связь для реконструкции июльской температуры в Финляндии с 5500 В.С.

**Обобщенная синхронизация.** В случае 2-х гладких динамических систем, однонаправленная связь между ними определяется системой уравнений [15]:

$$\dot{\mathbf{x}} = \mathbf{f}(\mathbf{x}), \mathbf{x} \in R^n$$

$$\dot{\mathbf{y}} = \mathbf{g}(\mathbf{y}, \mathbf{x}), \mathbf{y} \in R^m$$

Обычно систему  $\mathbf{x}(t)$  называют управляющей (*drive*), а  $\mathbf{y}(t)$  - управляемой (*response*). Обобщенную синхронизацию можно определить<sup>1</sup>, как существование асимптотической функциональной связи между  $\mathbf{x}$  и  $\mathbf{y}$ . Иначе говоря, существует отображение

$$\mathbf{h} : R^n \rightarrow R^m, \mathbf{x} \rightarrow \mathbf{h}(\mathbf{x}),$$

такое, что  $\lim_{t \rightarrow \infty} \|\mathbf{y}(t) - \mathbf{h}(\mathbf{x}(t))\| = 0$ .

На практике, исходные уравнения обычно не известны. Доступными являются лишь наблюдаемые временные ряды

$$z(t) \equiv \{z(i\Delta)\}_{i=0}^N \equiv \{z_i\},$$

где  $\Delta$  - шаг дискретизации. В рамках эмбедологии [17, 18], они рассматриваются как проекции

$$\phi : M \rightarrow R : \phi(\mathbf{x}(t)) = \phi(g^t(\mathbf{x}_0)) \rightarrow z(t)$$

орбит группы диффеоморфизмов  $g^t : M \rightarrow M$  на низкоразмерном компактном многообразии (аттракторе)  $M$  в фазовом пространстве динамической системы  $g^t$ . При выполнении некоторых условий, можно восстановить диффеоморфную копию  $M$  в  $R^m$ ,  $m = 2d + 1$ , где  $d = \dim M$ , используя отображение запаздывающих координат. Так, например, фазовой точкой реконструкции системы  $\mathbf{x}(t)$  в момент времени<sup>2</sup>  $i$  будет набор

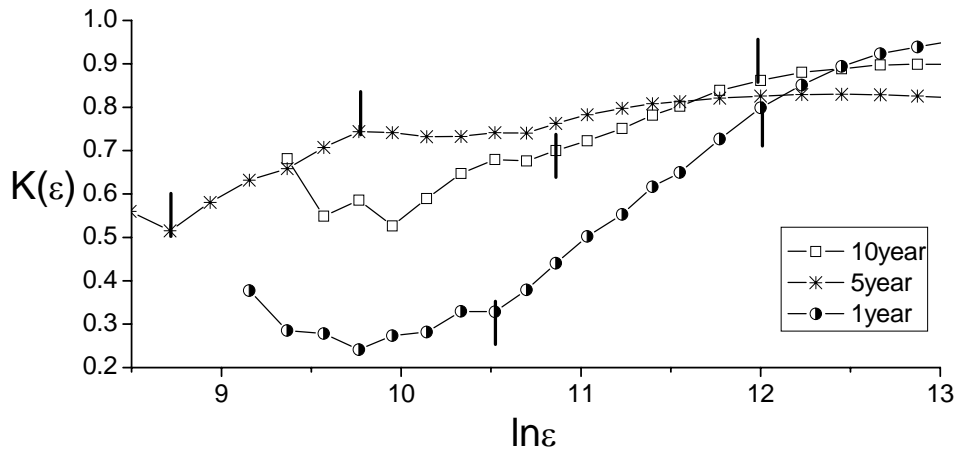
<sup>1</sup> Альтернативный способ определения обобщенной синхронизации опирается на асимптотическую устойчивость систему  $\mathbf{y}(t)$ , т.е. воспроизводимость ее отклика на идентичные сигналы  $\mathbf{x}(t)$  [16].

<sup>2</sup> Мы полагаем, ради простоты  $\Delta = 1$ .

$\mathbf{x}(i) \leftrightarrow (x_i, x_{i+1}, \dots, x_{i+m-1})^T, i = 0, 1, \dots$ . Траектория реконструкции получается последовательностью сдвигов вдоль ряда:

$$\mathbf{x}(i) \rightarrow \mathbf{x}(i+1): (x_i, x_{i+1}, \dots, x_{i+m-1}) \rightarrow (x_{i+1}, \dots, x_{i+m}), i = 0, 1, \dots$$

Аналогичным образом, можно получить реконструкцию аттрактора второй системы  $\mathbf{y}(t)$ . Поскольку мы не можем активно воздействовать на эти системы, можно оценить взаимную связь между ними, но *нельзя доказать существования синхронизации*.



**Рис.3.** Графики статистики  $K_{xy}(\varepsilon)$  versus  $\ln \varepsilon$  для реконструкций полученных из временных рядов  $\delta^{18}O$  и летней температуры с северной Финляндии.

Самый простой способ оценки взаимной связи сводиться к следующему алгоритму[19]. Используя два наблюдаемых временных ряда  $\{x(i)\}$  и  $\{y(i)\}$  получим их реконструкции в  $R^n, n \geq d_1 + d_2$ , где  $d_i, i = 1, 2$ -оценки размерностей вложения каждого из рядов.

Подсчитаем число  $\varepsilon$ -близких пар векторов для реконструкции  $\mathbf{y}(t)$ , таких, что соответствующие пары для реконструкции  $\mathbf{x}(t)$  также  $\varepsilon$ -близки. Тогда статистика:

$$K_{xy}(\varepsilon) = \sqrt{\frac{\sum_{i \neq j} \|y(i) - y(j)\|^2 \Theta(\varepsilon - \|\mathbf{x}(i) - \mathbf{x}(j)\|)}{\sum_{i \neq j} \Theta(\varepsilon - \|\mathbf{x}(i) - \mathbf{x}(j)\|)}}$$

будет зависеть от  $\varepsilon$ , в некотором диапазоне этой величины, если системы взаимосвязаны.

На Рисунке 3 приведены графики зависимости  $K_{xy}(\varepsilon)$ , полученные для 10-летних, пятилетних и годовых выборок из улучшенных временных рядов  $\delta^{18}O$  и летней температуры с северной Финляндии. Нелинейная взаимная связь обнаруживается на всех трех временных дискретов, однако для годовых значений она наиболее сильная. Этот вывод согласуется с

оценками, основанными на анализе кросс-корреляционных вейвлет спектров [20].

Таким образом, современные методы мультифрактального анализа и топологической динамики могут быть успешно использованы в палеоклиматических исследованиях.

### Литература

1. *Hurrell J.W. et al.* (2001). *Science*. **291**(5504), P.603.
2. *Barlow L.K., et al.* (1997) *J. Geophys. Res.* **102**(C12). P.26333.
3. *Meese, D. A. et al.* (1997) *J. Geophys. Res.* **102**, P. 26411.
4. *Grootes P.M., Stuiver M.* (1997) *J Geophys Res.***102** (C12). P.26455.
5. *Barnsley M.F.* (1986) *Constr. Approx.* **2**.P.303.
6. *Riedi R., Scheuring I.* (1997) *Fractals* **5**. P. 153.
7. *Levy Vehel J., Lutton E.* (2001) *EVOIASP2001, Lake Como, Italy, Springer Verlag. LNCS 2038.*
8. *Karimova L.M. et al.* (2004) *Nuclear Instrument Methods in Physics Research Sec. A.* **534** P. 170.
9. *Mallat St.* (1999) *A Wavelet tour of Signal processing, Academic Press.*
10. *Levy Vehel J.* (2002) *IMA Vol. in Mathem. and its Appl.* **132**. P.197.
11. *Eronen M. et al.* (1999) *Holocene* **9**(5) P.569; (2002) *Holocene* **12**(6). P. 673.
12. *Helama S. et al.* (2004) *Theor. and Appl. Climat.* **79**. P.239.
13. *Mikola P.* (1950) *Commun. Inst. For. Fenn.* **38**. (1). P.131.
14. *Helama S. et al.* (2002). *Holocene* **12** (6). P. 681.
15. *Rulkov N.F. et al.* (1995), *Phys.Rev. E.* **51**. P.980.
16. *Abarbanel H.D.I. et al.* (1996), *Phys.Rev. E.* **53**(5). 4528.
17. *Sauer T., Yorke J.A., Casdagli M.* (1991) *J.Stat.Phys.* **65**. P.579.
18. *Макаренко Н.Г.* (2004) *Нелинейные волны 2004. Нижний Новгород, С.* 398.
19. *Cenis A., Lasiene G. and Pyragas K.* (1991) *Physica D.* **52**. P.332.
20. *Makarenko N. et al.* *Proc. IAU.* (2004). Issue IAUS223, November 2004. *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity.* P. 123.

## **POLAR FACULAE AS A PREDICTOR OF SOLAR CYCLE**

**Makarov V.I.<sup>1</sup>, Makarova V.V.<sup>2</sup> and Callebaut D.K.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140, Saint Petersburg, Russia,  
E-mail: makarov@gao.spb.ru*

<sup>2</sup>*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatoy, Kislovodsk, Russia  
E-mail: mahatt@rambler.ru*

<sup>3</sup>*Phys. Dept., CDE, University of Antwerp, B-2610 Antwerp, Belgium.  
E-mail: Dirk.Callebaut@ua.ac.be*

### **Abstract**

*The high - latitude activity of the Sun can be described by the number of polar faculae in the white light image of the Sun,  $N_{PF}(t)$ , (1960–2005). We show that the global solar cycle arises at the high latitudes and the sunspot activity is a continuation of the polar activity. The cycles of polar activity precede the sunspot cycles. The shorter the polar cycle,  $T_{PF}$ , the more intense is the following sunspot cycle,  $W(t)$ . For cycles 20–22 the shift is  $5.7 \pm 0.3$  years. For cycle 23 the shift is  $7.6 \pm 0.3$  years. Strong fluctuations in the polar faculae cycle,  $N_{PF}(t)$ , modulate the sunspot areas of the next cycle,  $S_{SP}(t)$ . These data can be used to forecast next sunspot activity.*

### **Introduction**

The active regions situated between latitude  $+40^\circ$  and  $-40^\circ$  are usually considered to determine the solar activity. The Wolf numbers, sunspot area, faculae in CaII-K line, flare index, radio emission of the wave 10.7 cm and so on are used. However, these indices are connected with the sunspot active regions only and they all have practically the same 11-year cycles. This activity is limited by the latitude zone between  $+40^\circ$  and  $-40^\circ$  and it does not take into account the activity at the Sun's high latitudes.

However, it has been shown that the solar activity should be considered from pole to pole as a global process, (Makarov, Makarova and Koutchmy, 1985; Makarov, Ruzmaikin and Starchenko, 1987). A first component of the global cycle is connected with the latitude-time distribution of unipolar regions of background magnetic field, (Makarov and Sivaraman, 1989; Makarov and Sivaraman, 1990; Callebaut and Makarov, 1992). The second and third components of the global cycle manifest themselves as the butterfly diagrams of the polar faculae and sunspots. At present the "butterflies" of sunspots and polar faculae are divided by latitude  $38^\circ$ , (Makarov and Makarova, 1999). This latitude separates the polar zones, where  $\partial_r \omega < 0$ , from an equatorial zone, where  $\partial_r \omega > 0$ , and it almost coincides with the latitude  $\sim 37^\circ$ , where  $\partial_r \omega = 0$  and  $\omega(r, \theta)$  is the angular velocity of the solar rotation (Kosovichev et al., 1997). Clearly these zones differ in the sign of their angular velocity and correspond to polar faculae and sunspot activities respectively.

## 1. Observational Data

We use the long series of observations at all latitudes of the Sun in H $\alpha$  line, in white light image and CaII-K line of the Sun. The high - latitude activity of the Sun can be described (a) by the number of polar faculae in the white light image of the Sun,  $N_{PF}(t)$ , from the Kislovodsk observations during 1960–1994 (Makarov and Makarova, 1996) and for 1990–2005; (b) by the duration of the polar cycle,  $T_{PF}$ , according to H $\alpha$  observations during 1870–2001 (Makarov, Tlatov and Sivaraman, 2003); (c) by the area of polar zones, occupied by magnetic field of one sign in minimum sunspot activity,  $A_{PZ}(t)$ , from H $\alpha$  charts for 1878–2002 (Makarov *et al.*, 2002) and (d) by the area of polar bright points in CaII-K line,  $S_K(t)$ , according to Kodaikanal observations during 1907–1995 (Makarov *et al.*, 2004). More details of the observational data were described elsewhere (Makarov *et al.*, 2001; Makarov *et al.*, 2002; Makarov *et al.*, 2004). The observations in the white light images of the Sun were compared with the Wolf numbers,  $W(t)$  (Hoyt and Schatten, 1998; SD.- Soln. Dann, 1978-2005).

This investigation is the continuation of the papers (Makarov, Makarova and Sivaraman, 1989; Makarov and Makarova, 1996). Here we describe the links between the polar and sunspot activity during 1960-2004.

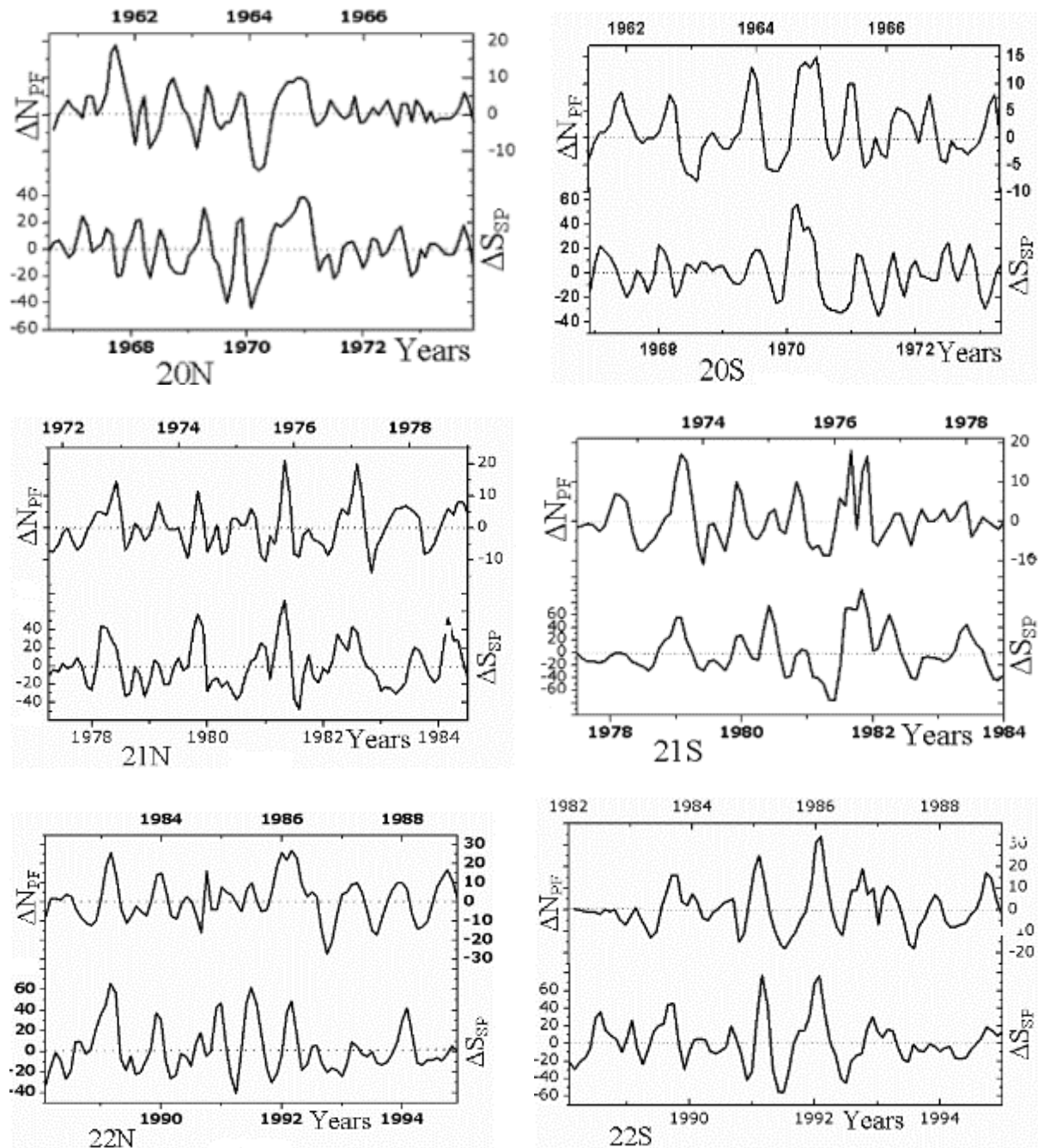
### 2. Number of polar faculae, $N_{PF}(t)$ , and sunspot area, $S_{SP}(t)$

A relation between the polar magnetic field and the sunspot number in the next sunspot cycle has been used for predictions of future sunspot numbers (Schatten *et al.*, 1978; Schatten, 1986). Then we have noticed that the monthly numbers of polar faculae and monthly sunspot areas of the following solar cycle have a high correlation with each other in each hemisphere (Makarov, Makarova and Sivaraman, 1989; Makarov and Makarova, 1996). Here we analyze the Kislovodsk Solar Station observations of the high and low-latitude solar activity at the photospheric level for the four cycles during 1960-2004. Observational data of polar faculae  $N_{PF}(t)|_{OBS}$  and sunspot areas  $S_{SP}(t)|_{OBS}$  have been smoothed by the twenty four point running mean (Waldmeier, 1955) to exclude the yearly fluctuations

$$N_{PF,SM}(t) = \left( N_{PF,t-6} + N_{PF,t+6} + 2 \sum_{j=t-5}^{j=t+5} N_{PF,j} \right) / 24$$

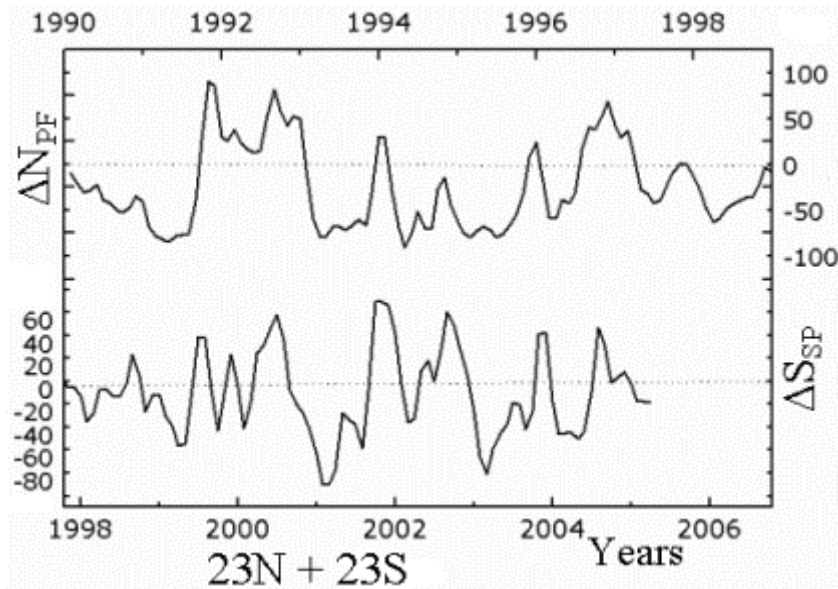
The monthly excess numbers of polar faculae  $\Delta N_{PF}(t) = N_{PF}(t)|_{OBS} - N_{PF,SM}(t)$  and the monthly sunspot areas  $\Delta S_{SP}(t) = S_{SP}(t)|_{OBS} - S_{SP,SM}(t)$  (SM for smoothed) have been calculated for the solar cycles 20, 21 and 22 at the northern – N and southern – S hemispheres during 1960–1995. The correlation factors between the number of polar faculae,  $\Delta N_{PF}(t)$ , and sunspot areas,  $\Delta S_{SP}(t)$ , have been calculated for the previous and following sunspot cycles by taking shifts varying from – 10 years (to compare with the preceding sunspot cycle) to

+10 years (to compare with the subsequent sunspot cycle). The maximum correlation between the polar faculae and the next sunspot area cycles corresponded to a time-shift,  $\Delta T_{PF,SP} = 5.7 \pm 0.3$  years for cycles 20, 21, 22. Figure 1 shows the residual data for the polar faculae  $\Delta N_{PF}(t) = N_{PF}(t)|_{OBS} - N_{PF, SM}(t)$  and the next sunspot areas  $\Delta S_{SP}(t) = S_{SP}(t)|_{OBS} - S_{SP, SM}(t)$  with a time-shift,  $\Delta T_{PF,SP} = 5.7$  years for the solar cycles 20, 21 and 22 at the N - northern and S - southern hemispheres during 1960–1995.



**Figure 1.** The curves are the plot of the monthly excess numbers of polar faculae  $\Delta N_{PF}(t) = N_{PF}(t)|_{OBS} - N_{PF, SM}(t)$  and the monthly excess sunspot areas  $\Delta S_{SP}(t) = S_{SP}(t)|_{OBS} - S_{SP, SM}(t)$  for the solar cycles 20, 21 and 22 (northern – N and southern – S hemispheres) during 1960–1995. The polar faculae precede the sunspot areas by a shift of 5.7 years.

It follows that the structure of the high-latitude and low-latitude activities are connected. The activities  $1\sigma$  above and below the zero were defined as the strong fluctuations of  $\Delta N_{PF}(t)$  and  $\Delta S_{SP}(t)$ . They showed the development of the strong polar fluctuations,  $\Delta N_{PF}(t)$ , prior to the strong fluctuations of the sunspot areas,  $\Delta S_{SP}(t)$ . It means that the basic features of polar activity are kept in the features of the sunspot activity.



**Figure 2.** The curves are the plot of the monthly excess numbers of polar faculae  $\Delta N_{PF}(t) = N_{PF}(t)|_{OBS} - N_{PF,SM}(t)$  and the monthly excess sunspot areas  $\Delta S_{SP}(t) = S_{SP}(t)|_{OBS} - S_{SP,SM}(t)$  for the solar cycle 23 (N+S) at the N - northern and S - southern hemispheres (combined, as they were very similar) during 1990-2007.

Figure 2 shows a relation between the number of polar faculae  $\Delta N_{PF}(t)$  during 1990–1999 and sunspot areas  $\Delta S_{SP}(t)$  during 1997.5–2005.2. Again the polar faculae cycle 23,  $\Delta N_{PF}(t)$ , develops prior to the sunspot cycle 23,  $\Delta S_{SP}(t)$ . However, now the maximum correlation between the polar faculae and next sunspot area cycle 23 had a time-shift,  $\Delta T_{PF,SP} = 7.6 \pm 0.3$  years. This maximum correlation was equal to 0.78. Again one can see that in the most cases the peaks on the high – latitude activity curve coincide with the peaks on the sunspot area curve. We draw the attention to the strong fluctuation of polar faculae in 1991.9, 1992.6, 1994.0, 1994.8, 1995.9, 1997.0 and the corresponding bursts of the sunspot activity in 1999.4, 2000.3, 2001.8, 2002.4, 2003.8, 2004.5. We used the average time-shift,  $\Delta T_{PF,SP} = 7.6$  years in Figure 2. We draw the attention to the strong fluctuation of polar faculae,  $\Delta N_{PF}(t)$ , during  $1997.0 \pm 0.5$  year that was accompanied by the powerful flares during  $2004.0 \pm 0.5$ . Thus, the observations of polar activity offer the possibility to forecast the strong fluctuations of the sunspot and flare activity.

It is necessary to note certain peculiarities of the cycle 23 with respect to cycles 20, 21, 22. As stated above a time–shift  $\Delta T_{PF,SP}$  between the strong fluc-



tuations of the  $\Delta N_{PF}(t)$  and  $\Delta S_{SP}(t)$ , equals about 7.6 years for cycle 23, whereas for cycles 20, 21 and 22 it was about 5.7 to 6.2 years. It may be remarked that various effects seem to indicate that a deep minimum is approaching (Callebaut, Makarov and Tlatov, 2002; Callebaut and Makarov, 2005) and the abnormally long time-shift of  $\Delta T_{PF,SP}$  for cycle 23 may be attributed to this. An asymmetry of the solar activity prevailed at the northern hemisphere during the cycles 20–22, whereas it was absent for the cycle 23 and it equals  $-0.03$ . Synchronization of the activity was observed in both hemispheres. The cycle 23 consisted of two peaks. The correlation factor was 0.78 between the  $\Delta N_{PF}(t)$  and  $\Delta S_{SP}(t)$  for cycle 23, whereas for cycles 20 - 22 it was 0.58 – 0.70.

It should be pointed out that it are the deviations from the average between the number of polar faculae and the sunspot area that are correlated, not the total number of polar faculae per cycle with the total area of the sunspots per cycle, both north and south. Indeed we have calculated those for the 4 cycles 20 – 23. While the sunspot area stayed roughly around 600, the number of polar faculae increased with a factor of about 3.5. The ratio of  $A_{SP}/N_{PF}$  (averaged north and south) decreased during those 4 cycles by about a factor 3, which mainly reflects the increase of  $N_{PF}$ . This clearly indicates a strong polar activity when the polar cap increases (see section 3.3). However from the values for the incomplete actual cycle  $N_{PF}$  is decreasing now strongly. There is practically no correlation between the total number  $N_{PF}$  and the total area  $A_{SP}$ , while for the pronounced features there is a correlation as explained above.

The polar activity demonstrates the 22-year magnetic cycles for the cycles 20–23. Despite this the sunspot activity in the cycles 22–23 did not follow the Gnevyshev-Ohl rule  $W(t)$  for cycle 23 was below the  $W(t)$  for cycle 22.

### 3. Conclusion

Peaks in the number of polar faculae correspond to peaks in the number or area of sunspots of the *following* cycle. Thus the polar faculae may be used to predict features of the next sunspot cycle about half a cycle in advance. Moreover, this correlation between the polar faculae cycle and the following sunspot cycle puts strong questions to the theory and current interpretation in which it is usually assumed that the polar faculae butterfly diagram is the continuation toward the poles of the *preceding* sunspot butterfly diagram.

### Acknowledgment

This paper was supported by the Russian Fund of Basic Researches, projects 05-02-16229 and Program of the Russian Academy of Science. One of us (D.K.C.) is grateful to his colleague (V.I.M.) for kind hospitality at the Pulkovo Astronomical Observatory at St. Petersburg, Russia.

### References

*Callebaut, D.K. and Makarov, V.I.*: 1992, *Solar Phys.* **141**, 381.

- Callebaut, D.K. and Makarov, V.I.:** 2005, *Solar Phys.*, submitted.
- Callebaut, D.K., Makarov, V.I. and Tlatov, A.G.:** 2002, in Proc. 10<sup>th</sup> Eur. Solar Phys. Meeting, 'Solar Variability: From Core to Outer Frontiers', Prague, Czech Rep., 9 -14 Sept. 2002 (ESA SP-506, Dec. 2002), 113.
- Hoyt, D.V. and Schatten, K.H.:** 1998, *Solar Phys.* **181**, 491.
- Kosovichev, A.G., Schou, J., Scherrer, P.H.,** and 31 co-authors.: 1997, *Solar Phys.* **170**, 43.
- Makarov, V.I. and Makarova, V.V.:** 1996, *Solar Phys.* **163**, 267.
- Makarov, V.I. and Makarova, V.V.:** 1999, in Proc. 9<sup>th</sup> European Meeting on Solar Physics. ESA SP- 448. ed. A.P. Wilson, p.121.
- Makarov, V.I., Makarova, V.V., and Koutchmy, S.:** 1985, *Soln. Dann.* No.8, 53.
- Makarov, V.I., Makarova, V.V. and Sivaraman, K.R.:** 1989, *Solar Phys.* **119**, 45.
- Makarov, V.I., Ruzmaikin, A.A. and Starchenko, S.V.:** 1987, *Solar Phys.* **111**, 267.
- Makarov, V.I. and Sivaraman, K.R.:** 1989, *Solar Phys.* **119**, 35.
- Makarov, V.I. and Sivaraman, K.R.** 1990: in Proc. Solar Photosphere: Structure, Convection and Magnetic fields, IAU Symp. **138**, ed. J. O. Stenflo, p.281.
- Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K. Obridko, V.N. and Shelting, B.D.:** 2001, *Solar Phys.* **198**, 409.
- Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K. and Obridko, V.N.:** 2002, *Solar Phys.* **206**, 383.
- Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Gupta, S.S. and Singh, J.:** 2004, in *Multi-Wavelength Investigation of Solar Activity*, Proc. IAU Symp. **223**, A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev, eds., p. 125.
- Makarov, V.I., Tlatov, A.G. and Sivaraman, K.R.:** 2003, *Solar Phys.* **214**, 41.
- Schatten, K.N., Scherrer, P.H., Svalgaard, L., and Wilcox, J.M.:** 1978, *Geophys. Res. Letters.* **5**, 411.
- Schatten, K.N.:** 1986, in P.A. Simon, G. Heckman, and M.A. Shea (eds.), *Solar-Terr. Predict. Proc. Workshop*, Meudon, NOAA, pp. 92-96.
- SD. Solnechnye Dannye.** Nos. 1-12. 1978 - 2005.
- Waldmeier, M.:** 1955, *Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung*, 389 p.

## **ЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА КЛИМАТ ЗЕМЛИ И ПРОГНОЗ ЦИКЛА 24**

**Мордвинов А.В.<sup>1</sup>, Макаренко Н.Г.<sup>2</sup>, Юнгнер Х.<sup>3</sup>, Крамынин А.П.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Институт солнечно-земной физики, СО РАН, Иркутск*

<sup>2</sup>*Пулковская астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

<sup>3</sup>*Университет Хельсинки, Финляндия*

<sup>4</sup>*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, с. Горнотаежное*

## **EMPIRIC MODEL OF SOLAR FORCING OF THE EARTH'S CLIMATE AND FORECAST OF SOLAR CYCLE 24**

**Mordvinov A.V.<sup>1</sup>, Makarenko N.G.<sup>2</sup>, Jungner H.<sup>3</sup>, Kramynin A.P.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, Saint Petersburg*

<sup>3</sup>*University of Helsinki, Finland*

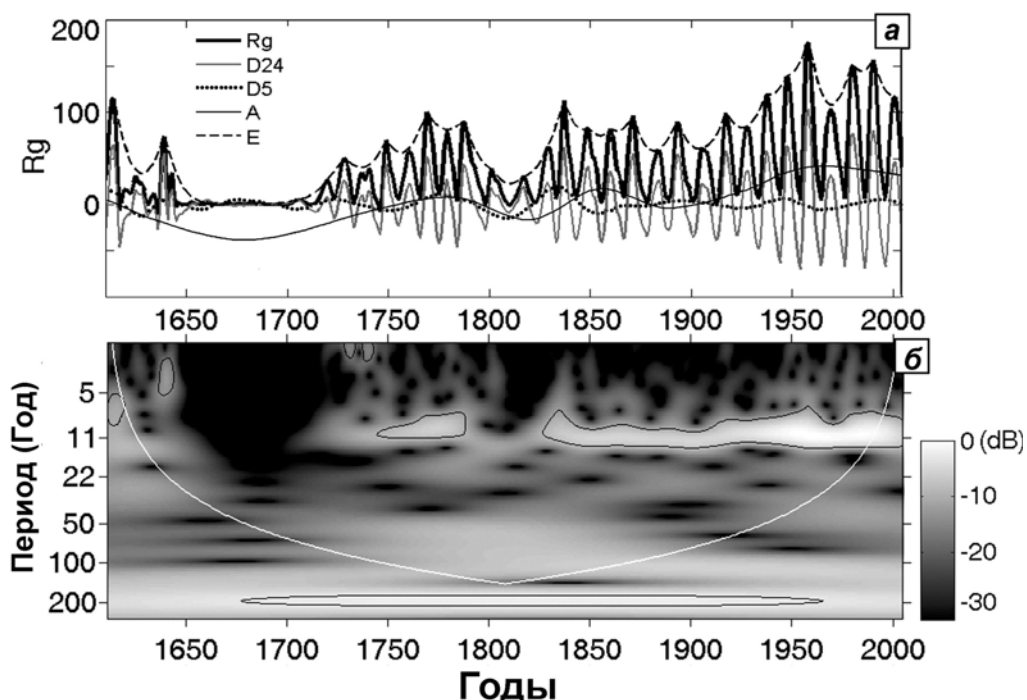
<sup>4</sup>*Ussuriisk Astrophysical Observatory, Gornotaezhnoe*

### **Abstract**

*Changes in the Earth's global temperature were analyzed in causal relation to solar magnetic activity using the Artificial Neural Network (ANN) technique. Given sunspot index time series and global temperature anomalies of the Earth as the input and output of ANN, respectively, an empiric model of the Sun-climate link was derived. By applying the ANN for time series of the group sunspot numbers we reconstructed temperature anomalies since 1610 to verify our model. Our temperature reconstruction agrees with low-frequency behavior of independent multi-proxy paleoclimate records. A comparison of the global temperature reconstruction with the paleotemperature supports the validity of the model as well as the initial assumption about a cause-and-effect link between solar and climatic variability. Using the ANN models we estimated solar activity during the forthcoming cycle 24 and possible changes in solar-induced global temperature of the Earth.*

### **Введение**

Изменения основных физических параметров Солнца на временных масштабах от десятилетия до тысячелетий оказывают воздействие на климат Земли [1]. Вариации потока излучения Солнца, солнечный ветер, который выносит в гелиосферу магнитные поля, модулирующие поток космических лучей являются основными физическими факторами, воздействующими на климат Земли. Хотя в понимании природы солнечно-земных связей достигнут значительный прогресс [2,3], до сих пор не существует хорошо разработанных физических механизмов воздействия солнечной активности на климат Земли, которые можно было бы включить в модели глобальной циркуляции атмосферы для изучения долговременных изменений климата.



**Рис. 1.** Изменения чисел групп пятен, вейвлет-компоненты ряда и его вейвлет-спектр.

В настоящей работе для моделирования солнечного воздействия на климат Земли используется искусственная нейронная сеть (ИНС), которая учится отображать индексы солнечной активности в климатический индекс (температуру) на выборке примеров. Моделью в этом случае является *матрица весов* обученной ИНС. В качестве индекса магнитной активности Солнца использован ряд чисел групп пятен  $R_g$  [4]. В вейвлет спектре этого ряда (рис. 1) доминирует одиннадцатилетняя цикличность, прослеживаются циклы продолжительностью около 100 и 200 лет, а также долговременные изменения [5]. Вариации активности на масштабах времени 4-16 и 32 года характеризуют эволюцию 11- и 22-летних циклов. Они описываются вейвлет-компонентами  $D_{24}, D_5$  ортогонального разложения временного ряда [6]. Долговременные изменения на масштабах времени 64, 128, 256, ... лет суммированы компонентой  $A$ . Выделенные компоненты определяют динамику солнечной активности на больших масштабах времени и могут по-разному проявляться в изменениях климатических характеристик.

### 1. Прогноз цикла 24

Для того чтобы выполнить прогноз развития активности в цикле 24 была применена ИНС с таблицей обучения основанной на многомасштабном представлении анализируемых данных [7]. Такое представление обучающего множества позволяет строить эффективные модели для описания как циклических, так и долгопериодических изменений активности Солнца [8]. Аналогичный подход был использован для реконструкции магнитных и термодинамических параметров Солнца на основе прямых и косвенных

данных [9]. Использовался стандартный метод «обучения с учителем» и «backpropagation» с функционалом ошибок без регуляризатора. Для каждой из компонент  $D_{24}, D_5, A$  отдельно строились предикторы по векторной схеме [10]. Архитектура ИНС и параметры моделей определялись путем численного эксперимента из условия наилучшей аппроксимации предиктора. Суммарная модель  $R = D_{24} + D_5 + A$  и один из вариантов прогноза на ее основе показан на рис. 2 (темно-серая кривая). Для сравнения, на том же рисунке 2 приведены независимые варианты прогноза 24 го цикла с обучающей выборкой с циклом № 19 в обучающей выборке (серая кривая) и без него (пунктир).

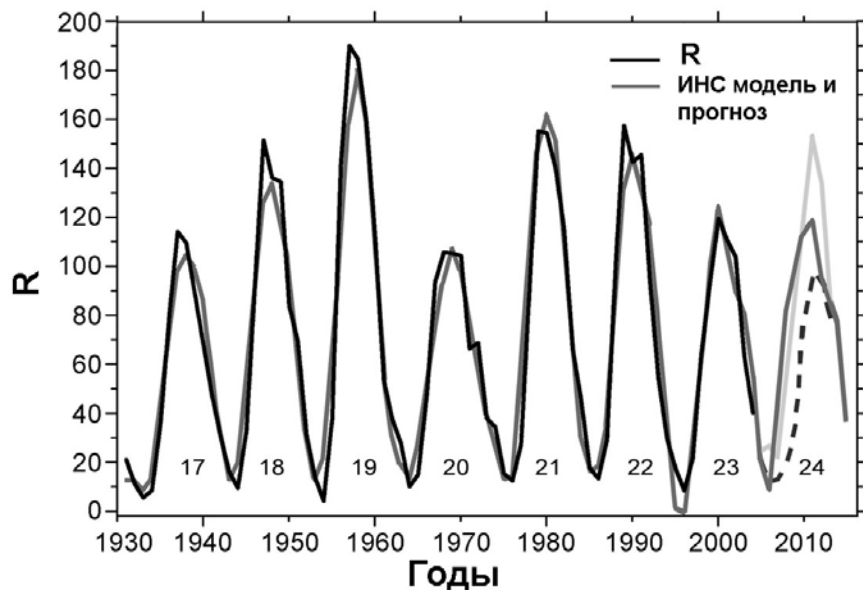


Рис. 2. Ряд чисел групп пятен, его модель и прогноза цикла 24.

## 2. Эмпирическая модель воздействия Солнца на климат Земли

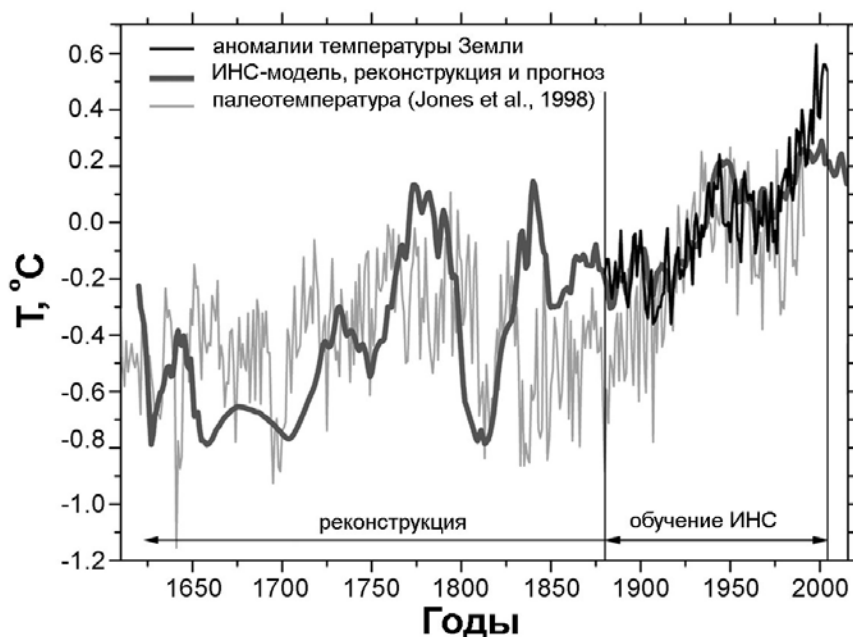
Предполагая, что солнечная активность дает существенный вклад в динамику климата Земли, построим эмпирическую ИНС-модель, которая отображает индексы солнечной активности в климатические. Задавая число групп пятен и аномалии глобальной температуры Земли  $T$  [11] как вход и выход ИНС, соответственно, мы построили эмпирическую модель солнечно-климатической связи. В терминах входных и выходных переменных модель имеет вид

$$T(i) = F[R(i-10), R(i-9), \dots, R(i), D_{24}(i), D_5(i), A(i), E(i)] \quad (1)$$

где индекс  $i$  - текущий номер года,  $R$  - среднегодовые значения чисел групп пятен, очищенные от шума и  $D_{24}, D_5, A, E$  - компоненты вейвлет разложения и верхняя огибающая индекса активности. Непрерывная, неизвестная функция  $F$  в (1) характеризует солнечно-климатическую связь и аппроксимируется с помощью ИНС [10].

На рис. 3 показаны аномалии глобальной температуры Земли усредненной по поверхности суши и океана за период 1880-2004 гг. [11] и мо-

дель, построенная на основе трех наилучших ИНС, имеющих архитектуру трехслойного персептрона. Построенная модель удовлетворительно воспроизводит долговременные изменения температуры, в частности, потепление в 1910-1945 гг., которое сменилось слабым похолоданием 1946-1975 гг. и лишь частично интенсивное потепление, начавшееся с 1976 года. Разумеется, построенная модель не в состоянии воспроизвести детальные вариации климата, поскольку она не учитывает такие факторы как изменения содержания парниковых газов и аэрозолей в атмосфере, действие которых могут приводить к значительным изменениям ее состояния. Так, значительное расхождение между моделью и инструментальными данными имеет место в течение последних пятнадцати лет, что свидетельствует о существенной роли других факторов в изменениях климата Земли.



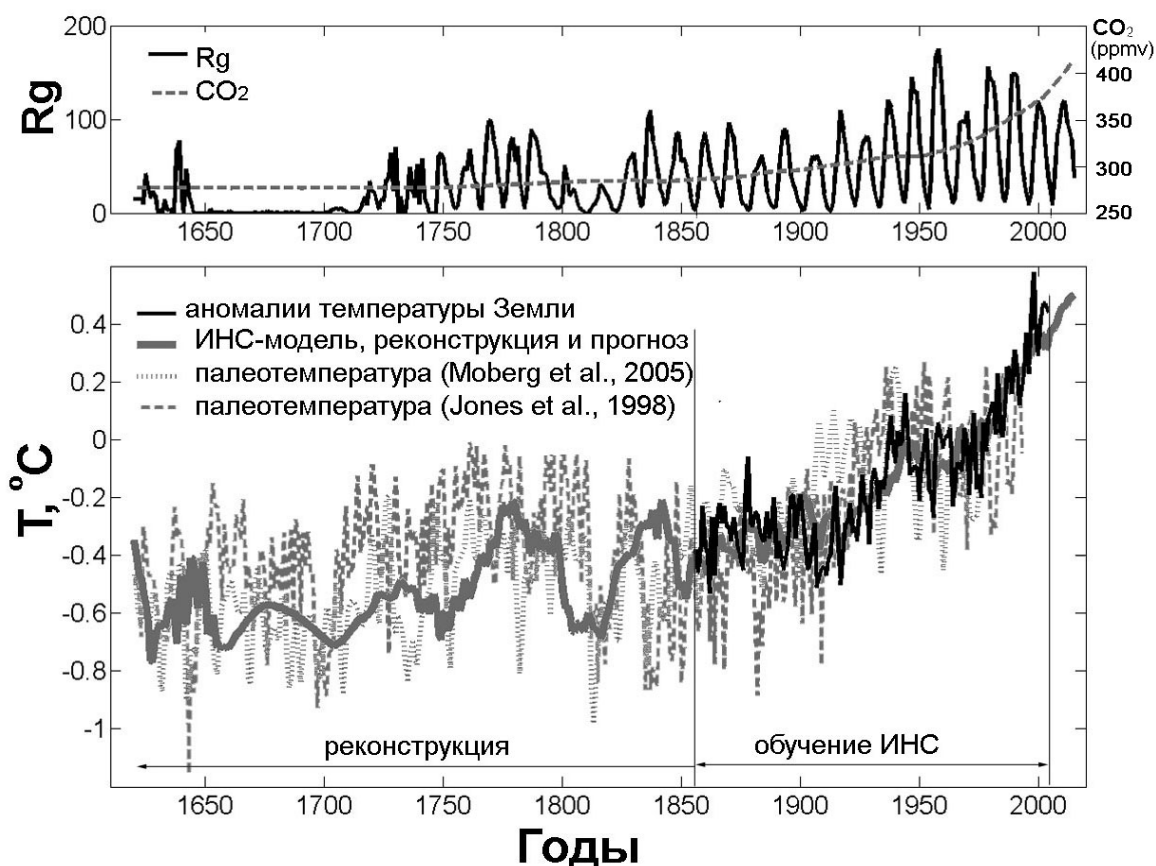
**Рис.3.** Модель и реконструкция глобальной температуры Земли с помощью ИНС-модели.

Для того чтобы верифицировать построенную модель, была выполнена реконструкция изменений глобальной температуры, с помощью ИНС по данным о магнитной активности Солнца. На рис. 3 показан результат такой реконструкции в сравнении с палеоклиматической реконструкцией [12]. В реконструкции климатических изменений отчетливо видны минимумы, соответствующие эпохам Маундера (1650-1710 гг.) и Дальтона (1790-1830 гг.), когда глобальная температура Земли понижалась на 0.8°C.

Качественное согласие реконструкции аномалий температуры по данным о солнечной активности и независимым рядом палеотемператур [12] указывает на эффективность использования ИНС-моделей, хотя полученная модель и не воспроизводит наблюдаемый рост температуры Земли с 1990 года. Последнее обстоятельство, по-видимому, связано с влиянием на климат неучтенных факторов. Прогноз, изменений температуры Земли,

выполненный на основе такой модели демонстрирует небольшое уменьшение глобальной температуры Земли в течение предстоящего цикла.

Как известно, значительное влияние на климат Земли оказывает рост содержания парниковых газов в атмосфере Земли [13]. Чтобы учесть эти изменения, в число входных переменных нейросети был добавлен параметр, отражающий изменения концентрации углекислого газа в атмосфере Земли (рис. 4) согласно измеренным и реконструированным данным [11].



**Рис.4.** Модель, реконструкция и прогноз глобальной температуры Земли с помощью ИНС-модели по данным о магнитной активности Солнца и изменении содержания  $\text{CO}_2$  в атмосфере Земли.

ИНС, которая учитывает такие изменения, описывает изменения температуры Земли с учетом ее продолжающейся тенденции к росту. Результаты моделирования, реконструкции и прогноза согласно такой модели показаны на рис. 4 по сравнению с глобальными аномалиями температуры Земли [14]. Модель и реконструкция удовлетворительно воспроизводят долговременные изменения глобальной температуры Земли в недавнем и отдаленном прошлом [12, 15]. Среднеквадратическая ошибка аппроксимации модели в приведенных прогностических вариантах не превышает  $0.11^\circ\text{C}$ , а доля описываемой дисперсии температуры составляет 0.78. Прогноз, выполненный на ее основе, показывает, что глобальная температура Земли повысится на  $0.16^\circ\text{C}$  в течение цикла 24.

### 3. Выводы

Эмпирические модели воздействия Солнца на климат Земли, построенные с помощью нейронных сетей, вполне удовлетворительно описывают долговременные климатические изменения в прошлом. Согласно выполненной реконструкции, глобальная температура Земли понижалась на 0.7-0.8°C в эпохи минимумов солнечной активности Маундера и Дальтона, что согласуется с независимыми палеоклиматическими реконструкциями, выполненными на основе косвенных данных. Такое согласие подтверждает как справедливость самих моделей, так и исходного предположения о существенном воздействии солнечной активности на климат Земли на больших масштабах времени.

Эмпирические модели, основанные только на солнечном воздействии, не позволяют воспроизвести тонкую структуру климатических изменений, в частности, продолжающееся потепление за последние пятнадцать лет. Это различие свидетельствует о существенной роли других факторов в динамике климатических изменений. ИНС-модель солнечного воздействия на климат Земли, построенная с учетом увеличения содержания парниковых газов, лучше воспроизводит динамику климатических изменений за последние сто лет. Дальнейшее развитие таких моделей, возможно, позволит уточнить сценарии климатических изменений в предстоящем десятилетии.

Работа выполнена по программе фундаментальных исследований Президиума РАН № 30 и при поддержке интеграционного проекта СО и ДВО РАН, РФФИ (проект 05-02-16326), ИНТАС (проект 2001 0550).

### Литература

1. *Crowley T.J.* // Science 2000. V. 289. P. 270.
2. *March N., Svensmark H.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 5004.
3. *Жеребцов Г.А., Коваленко В.А., Молодых С.И.* // Оптика атмосферы и океана 2004. Т. 17. С. 1003.
4. *Hoyt D.V., Schatten K.* // Solar Phys. 1998. V. 179. P. 189.
5. *Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Y.A., Kocharov G.E., Jungner H.* // Solar Phys. 2002. V. 211. P. 371.
6. *Daubechies I.* Ten lectures on wavelets. Philadelphia, 1992.
7. *Murtagh F., Starck J.L., Renaud O.* // J. of Decision Support Systems 2004. V. 37. P. 475.
8. *Conway A.J.* // New Astronomy Reviews 1998. V. 42. P. 343.
9. *Mordvinov A.V., Makarenko N.G., Ogurtsov M.G., Jungner H.* // Solar Phys. 2004. V. 224. P. 247.
10. *Макаренко Н.Г.* Эмбедология и нейропрогноз // Лекции по нейроинформатике, ч. 1, Нейроинформатика-2003, V Всерос. научн.-тех. конф. Москва, 2003. С. 86-148.
11. *База данных NOAA*, <http://www.ncdc.noaa.gov>.
12. *Jones P.D., Briffa K.R., Barnett T.P., Tedd S.F.B.* // Holocene 1998. V. 8. P. 477.
13. *Кислов А.В.* / Климат в прошлом, настоящем и будущем. Наука, 2001.
14. *База данных CRU*, <http://www.cru.uea.ac.uk>.
15. *Moberg A., Sonechkin D.M., Holmgren K., Datsenko N.M. and Karlén W.* // Nature 2005. V. 433. P. 613.



## **К РЕКОНСТРУКЦИИ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ В ПРОШЛОМ**

**Наговицын Ю.А.**

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

## **ON THE RECONSTRUCTION OF SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITY VARIATIONS IN THE PAST**

**Nagovitsyn Yu.A.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo,  
Saint-Petersburg, Russia, nag@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*In the paper two mathematical methods (DPS and MSR) are used to reconstruct behaviour of the solar and geomagnetic activity in the past. New time series of indices both for 400-yr and 900-yr time scales are produced.*

В этой работе мы коснемся некоторых вопросов продления рядов широко используемых на практике индексов солнечной и геомагнитной активности на большие временные шкалы: 400 и 900 лет.

### **Методы и подходы**

В [1] на основе подхода так называемых «первичных» индексов [2] выведены 400-летние ряды площадей солнечных пятен и полного (пятенного) магнитного потока Солнца. Основное преимущество этих временных рядов перед имеющимися длительными рядами индексов солнечной активности – относительных чисел пятен и относительных чисел групп пятен – ясный физический смысл отслеживаемого параметра.

Заметим, далее, что уже несколько десятилетий процесс солнечной активности ряд авторов пытается представить в рамках парадигмы нелинейной динамики (главным образом, «эмбедологии» [3]). В этом случае (глобальной) солнечной цикличности сопоставляется некоторая задающая система дифференциальных уравнений первого порядка, имеющая, в рамках парадигмы, конечную размерность (конечное число уравнений):

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = f_1(x_1, x_2, \dots, x_n) \\ \dot{x}_2 = f_2(x_1, x_2, \dots, x_n) \\ \dots\dots\dots \\ \dot{x}_n = f_n(x_1, x_2, \dots, x_n) \end{cases} \quad (1)$$

Что касается солнечной активности, то мы имеем из наблюдений разную по полноте информацию о различных компонентах солнечного магнитного поля. Так, при 400-летней длине рядов индексов низкоширотного поля, продолжительность индекса полярного поля – числа полярных факелов – даже в варианте нашего «синтетического» ряда [4] всего 160 лет, продолжительность индекса крупномасштабного (фонового) поля – так называемого «диполь-октупольного»  $A$ -индекса [5] – только 120 лет. Геомагнитная активность также представлена сравнительно бедными по продолжительности данными: наиболее длинный ряд  $aa$ -индекса насчитывает 140 лет.

В то же время, имея ввиду, что система уравнений (1) описывает солнечную активность, мы можем из одних ее индексов получать другие (!). Конструктивную возможность для этого дает нам знаменитая теорема Такенса [6], гарантирующая (топологическую) идентичность фазового пространства динамической системы псевдофазовому пространству, образованному «квазиортогональными» сдвигами типичного индекса  $X(t)$  («наблюдаемой»), описывающего процесс:

$$\{X(t), X(t + \Delta), X(t + 2\Delta), \dots, X(t + n\Delta)\}. \quad (2)$$

В широком смысле, как отмечено в [6], Такенс установил связь динамических систем с авторегрессионными моделями вида

$$f(t) = a_0 + a_1 X(t) + a_2 X(t - \Delta) + a_3 X(t - 2\Delta) + \dots + a_{n+1} X(t - n\Delta). \quad (3)$$

Именно на этих соображениях основан наш метод реконструкции DPS (method of Decomposition in terms of pseudo-Phase Space) [7], который позволяет отслеживать мультимасштабные связи процессов.

Пусть мы хотим получить связь процесса, параметризуемого наблюдаемой величиной  $Y(t)$  с процессом, параметризуемым наблюдаемой  $X(t)$ . Составим псевдофазовое пространство размерности  $n+1$  по  $X(t)$  в следующем виде:

$$\{X(t), X(t - \Delta), X(t + \Delta), \dots, X(t - (n - 1)\Delta/2), X(t + (n - 1)\Delta/2)\}, \quad (4)$$

Необходимые значения параметров  $n$  и  $\Delta$  могут быть определены по правилам нелинейной динамики. К настоящему времени существует много способов нахождения этих величин из наблюдательных данных. Мы используем классический подход [6]: сдвиг  $\Delta$  определяется как первый нуль автокорреляционной функции («расщепляющий» корреляции), а  $n$  находится из размерности минимально необходимого вложения, оцениваемого из корреляционного интеграла (как правило – с обычной евклидовой мерой расстояния в аргументе функции Хэвисайда). Следуя основной идее DPS-метода, разложим  $Y(t)$  по компонентам псевдофазового пространства

$X(t)$ , т.е. найдем на совместном интервале существования рядов коэффициенты разложения  $a_i$  в форме:

$$Y(t) = Y_0 + a_1 X(t) + a_2 X(t - \Delta) + a_3 X(t + \Delta) + \dots + a_{n-1} X(t - (n-1)\Delta/2) + a_n X(t + (n-1)\Delta/2) \quad (5)$$

и применим эти значения на расширенном интервале, где значения  $X(t)$  известны, а  $Y(t)$  нет. Таким образом, мы получаем реконструкцию поведения  $Y(t)$  на основе поведения  $X(t)$ . Близость модельных значений  $Y(t)$  к реально наблюдаемым говорит об успехе проведенной реконструкции.

Еще один метод реконструкции временных рядов, предложенный нами в [7,8], назван методом кратномасштабных регрессий (Multi-Scale Regression method - MSR). Он позволяет выявлять и учитывать возможные соотношения между рядами, имеющими различную связь для разных временных шкал (степеней свободы в (1)). Этот метод основан на построении многомерных моделей в пространстве вейвлет-коэффициентов рядов с последующим обратным вейвлет-преобразованием.

Вейвлет-преобразование исходного ряда  $f(t)$

$$[Wf](a, b) = \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \psi^* \left( \frac{t-b}{a} \right) dt \quad (6)$$

дает возможность разложить его по базису, сформированному из ортогональных растяжений и сдвигов базового вейвлета – функции, локализованной во времени и частоте одновременно. Набор значений  $a = 2^q, q = 1, 2, \dots, p$  позволяет разделить  $f(t)$  на  $p$  компонент, представляющих различные масштабы с покрытием всей частотной области. Предположим, что мы хотим рассмотреть зависимость поведения функции  $Y(t)$  от некоторого набора функций  $X_i(t), i = 1, 2, \dots, m$ . Согласно идее метода MSR, мы выполняем вейвлет-преобразование (6) для всех этих функций и рассматриваем для каждого из масштабов (компонент вейвлет-преобразования) наилучшие (в смысле метода наименьших квадратов) приближения возможных функциональных соотношений

$$[WY](2^q, t) = F([WX_1](2^q, t), [WX_2](2^q, t), \dots, [WX_m](2^q, t)), \quad (7)$$

например, в виде многомерной линейной модели:

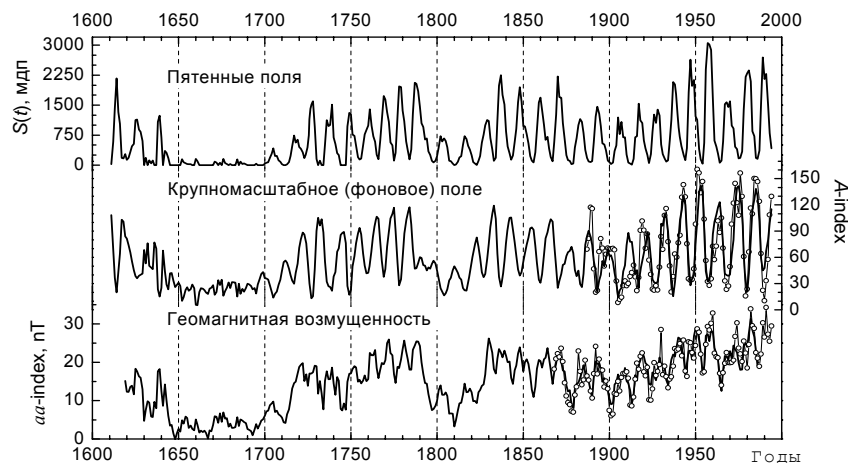
$$[WY](2^q, t) = c_0^q + c_1^q [WX_1](2^q, t) + c_2^q [WX_2](2^q, t) + \dots + c_m^q [WX_m](2^q, t). \quad (8)$$

После нахождения приближений  $[WY]^*(2^q, t), q = 1, 2, \dots, p$  мы выполняем обратное вейвлет-преобразование, получая тем самым представление хода  $Y(t)$  с помощью набора  $X_i(t)$ , дающего, вообще говоря, разные вклады в

регрессию для различных масштабов. По правилам построения многомерных линейных моделей можно оценить различия этих вкладов, и мы можем говорить о достоверности обусловленности вариаций  $Y(t)$  масштаба  $2^q$  теми или иными вариациями  $X_i(t)$ . Коэффициент корреляции между полученным рядом  $Y^*(t)$  и исходным  $Y(t)$  опять же будет свидетельствовать об успехе процедуры представления ряда  $Y(t)$  на основе рядов  $X_i(t)$ .

### Солнечная и геомагнитная активность на 400-летней шкале

Выбирая параметры псевдофазового пространства как  $\Delta = 3$  года и  $n = 7$  (по нашим предыдущим оценкам [9]) и используя в качестве основного ряд площадей солнечных пятен  $S(t)$  [1], с точностью до коэффициента, совпадающего с рядом полного (пятенного) магнитного потока, мы реконструировали с помощью DPS-метода поведение  $aa$ -индекса на 400-летней шкале. Заметим, что при этом мы пользовались преобразованием извлечения квадратного корня из индекса  $S_2(t) \equiv S^{1/2}(t)$ , предложенным ранее Свальгаардом и др. [10], – линеаризующим псевдофазовое пространство (2).



**Рис.1.** 400-летние реконструкции рядов индексов (сверху вниз): площадей пятен по [1],  $A$ -индекса фонового поля, геомагнитного  $aa$ -индекса. Круги – наблюдательные ряды.

Макаров и Тлатов [5] предложили несколько новых индексов крупномасштабного фонового магнитного поля Солнца. Среди них наибольшей продолжительностью обладает ряд диполь-октупольного индекса  $A$ :

$$A(t) = (\mu_1^2 + \mu_3^2 / 3), \quad (9)$$

где  $\mu_1$  и  $\mu_3$  – соответственно дипольный и октупольный магнитные моменты пространственного распределения крупномасштабного фонового магнитного поля. Имея ввиду результаты Ричардсона и др. [11], показывающие, что основной вклад в геомагнитную возмущенность вносят две компоненты: связанная с транзитными явлениями (т.е. главным образом,

со вспышечными процессами в активных областях) и связанная с высокоскоростными потоками солнечного ветра (т.е. главным образом, с открытыми конфигурациями фонового магнитного поля), запишем соотношение, выражающее этот вывод:

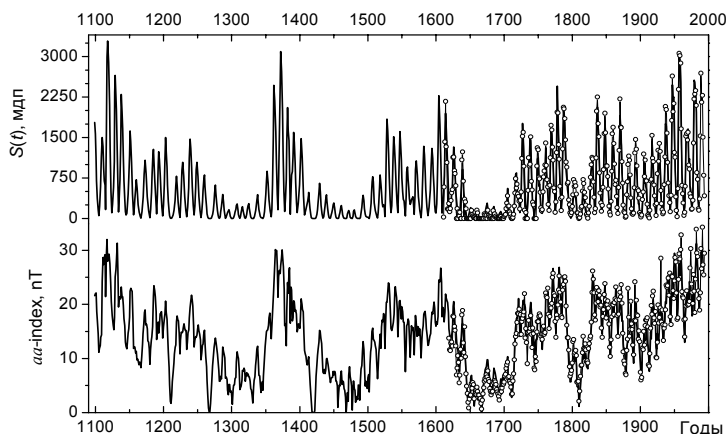
$$aa(\omega, t) = p(\omega)S_2(\omega, t) + q(\omega)A(\omega, t), \quad (10)$$

где  $p(\omega)$  и  $q(\omega)$  – коэффициенты, зависящие от частоты (временного масштаба). Соотношение (10) позволяет, применяя метод MSR, получить реконструкцию  $A$ -индекса.

На рис.1 мы приводим 400-летнюю версию ряда площадей пятен, полученного в [1], а также MSR-реконструкцию  $A$ -индекса и DPS-реконструкцию  $aa$ -индекса.

### 900-летние реконструкции солнечной и геомагнитной активности

Ранее нами была предложена 900-летняя версия среднегодовых чисел Вольфа [12], основанная на подходе Крылова-Боголюбова и данных Шоува о моментах экстремумов 11-летних циклов в прошлом. Используя эту версию,



**Рис.2.** 900-летние версии рядов площадей пятен (сверху) и геомагнитного  $aa$ -индекса (снизу). Кружки – соответствующие 400-летние версии.

в русле DPS-подхода мы получили новые продленные реконструкции рядов площадей пятен и геомагнитного индекса  $aa$ . Значения коэффициентов корреляции, свидетельствующие об успехе данных реконструкций, составили соответственно 0.97 и 0.95.

Таким образом, в этой работе на основе новых подходов мы реконструировали поведение солнечной и геомагнитной активности на длительных шкалах. Полученные ряды могут быть полезны как для решения фундаментальной задачи о природе и динамике солнечного магнитного поля, так и для задач по проблемам «Космическая погода» и «Космический климат».

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 03-02-17505, 04-02-17560, 05-07-90107, ИНТАС 02-550 и программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце – Земля».

### Литература

1. **Наговицын Ю.А.**, Письма в Астрон. журн. **31**, 622-627 (2005).
2. **Витинский Ю.И., Конецкий М., Куклин Г.В.**, *Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца* (М.: Наука, 1986). 296 с.
3. **Макаренко Н.Г.** *Реконструкция динамики геофизических систем из геометрии и топологии матричных данных (автореф. диссертации на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук)* (Санкт-Петербург, 2005). 33 с.
4. **Наговицын Ю.А.**, Солн. данные № 8, с.88-95 (1988).
5. **Макаров В.И., Тлатов А.Г.**, Известия ГАО **217**, 105-117 (2004).
6. **Малинецкий Г.Г., Потапов А.Б.** *Современные проблемы нелинейной динамики* (М.: Эдиториал УРСС, 2000). 336 с.
7. **Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., and Volobuev D.M.**, Solar Phys. **224**, 103-112 (2004).
8. **Nagovitsyn Yu.A., Ivanov V.G., Miletsky E.V., and Volobuev D.M.**, Proc. of International conference-workshop “Cosmogenic climate forcing factors during the last millennium”. Kaunas. 2003. pp. 41-49.
9. **Наговицын Ю.А.**, Труды международной конференции «Новый цикл активности Солнца: наблюдательный и теоретический аспекты». СПб. 1998. сс. 321-324.
10. **Svalgaard L., Cliver E.W., and LeSager P.**, In: *Solar variability as an input to the Earth's environment: ISCS Symposium*, pp. 15-23 (2003).
11. **Richardson I.G., Cane H.V., and Cliver E.W.**, Journ. Geophys. Res. **107**, SSH 8-1, 2569 (2002).
12. **Наговицын Ю.А.**, Письма в Астрон. журн. **23**. С.851-859 (1997).

## **СОЛНЕЧНАЯ ПАЛЕОАСТРОФИЗИКА КАК СРЕДСТВО ДЛЯ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В БУДУЩЕМ**

**Огурцов М.Г.**

*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*

## **SOLAR PALEOASTROPHYSICS AS A TOOL FOR THE FUTURE SOLAR ACTIVITY FORECASING**

**Ogurtsov M.G.**

*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, St.-Petersburg*

### **Abstract**

*Group sunspot number values, averaged over decades, were reconstructed for a time interval 8505 BC – AD 1945 using data on the concentration of radiocarbon in tree rings. The prediction of an average level of solar activity was made for the future 4 decades by means of a nonlinear forecasting method. It was shown that the average activity of the Sun during 2005-2045 will be lower than presently. The given result is compared to the long-term forecasts by other authors. The importance of paleoastrophysical approach for obtaining long-term solar prognosis was confirmed.*

### **Введение**

Прогнозирование солнечной активности представляет собой не только чисто научный интерес, но очень важно для многих сторон жизни современного человечества. Полученные многочисленные свидетельства реальности солнечно-климатических связей указывают активность Солнца как на один из важнейших факторов, определяющих состояние нижней атмосферы Земли. Это делает долговременный (десятки лет и более) прогноз СА полезным и для предсказания изменения глобального климата в будущем. Произвести подобный прогноз, однако, непросто – он требует знания о поведении СА на шкалах времени в сотни лет и более, т.е. о прошлом нашего светила на как минимум на многие века назад. Инструментальные наблюдения Солнца не обеспечивают нас такой информацией.

Палеоастрофизика представляет собой отрасль знания, изучающую астрофизические явления, сигналы от которых достигли Солнечной системы до возникновения инструментальной астрономии. Её базисные идеи были сформулированы Б.П. Константиновым и Г.Е. Кочаровым в середине 60-х гг. XX века. Тогда же было показано, что, изучая различные природные архивы, можно извлекать качественную информацию о целом ряде астрофизических феноменов, произошедших в далёком прошлом, включая долговременные вариации интенсивности солнечных и галактических космических лучей на длительных временных шкалах, магнитную и вспышечную активность Солнца. Основным методом экспериментальной па-

леоастрофизики является исследование концентрации космогенных изотопов а природных архивах.

### Реконструкция временного хода солнечной активности за последние 10000 лет

Изучение прошлого СА при помощи радиоуглеродных данных проводится с конца 60-х годов, и уже принесло немало важных результатов (установлен ряд длительных максимумов и минимумов СА, выявлены долговременные периодичности и т.д.). Однако  $^{14}\text{C}$  отражает изменения СА нелинейно – углеродообменная система ослабляет кратковременные колебания скорости генерации радиоуглерода в атмосфере значительно сильнее, чем долговременные. Поэтому вместо исходных рядов данных по концентрации  $^{14}\text{C}$  лучше использовать числа Вольфа, восстановленные из этих рядов с помощью какой-либо модели углеродообменного цикла. В данной работе для реконструкции солнечной активности была использована пятирезервуарная модель, хорошо изученная советскими исследователями [1-2] и радиоуглеродный ряд, полученный в Университете штата Вашингтон под руководством М. Стуйвера [3]. Временной шаг данной серии равен десяти годам (см. рис.1).

Скорость образования  $^{14}\text{C}$  в атмосфере Земли  $Q$  вычислялась путём решения системы интегродифференциальных уравнений соответствующих пятирезервуарной системе [4]:

$$N_b(t) = \exp(-(\lambda + \lambda_{ba} + \lambda_{bh})t) \cdot \left[ N_b(0) + \int_0^t \lambda_{ab} N_a(x) \exp((\lambda + \lambda_{ba} + \lambda_{bh})x) dx \right],$$

$$N_h(t) = \exp(-(\lambda + \lambda_{ha})t) \cdot \left[ N_h(0) + \int_0^t \lambda_{bh} N_b(x) \exp((\lambda + \lambda_{ha})x) dx \right],$$

$$N_o(t) = -N_o(0) \left( \frac{r_2}{r_1 - r_2} \right) \exp(r_1 t) + N_o(0) \left( \frac{r_1}{r_1 - r_2} \right) \exp(r_2 t) + \int_0^t \lambda_{sd} \lambda_{as} N_a(x) \frac{\exp(r_2(t-x)) - \exp(r_1(t-x))}{r_2 - r_1} dx,$$

$$N_s(t) = N_s(0) \exp(-(\lambda + \lambda_{sa} + \lambda_{sd})t) + \int_0^t \exp[(\lambda + \lambda_{sa} + \lambda_{sd})(x-t)] \cdot (\lambda_{as} N_a(x) - \lambda_{ds} N_d(x)) dx,$$

$$Q(t) = \dot{N}_a(t) + (\lambda + \lambda_{ab} + \lambda_{as}) N_a(t) - \lambda_{ba} N_b(t) - \lambda_{ha} N_h(t) - \lambda_{sa} N_s(t),$$

$$r_1 = 0.5 \cdot \sqrt{(\lambda_{ds} + \lambda_{sd} + \lambda_{sa})^2 - 4 \cdot \lambda_{ds} \lambda_{sa}} - 0.5 \cdot (2\lambda + \lambda_{ds} + \lambda_{sd} + \lambda_{sa}),$$

$$r_2 = -0.5 \cdot \sqrt{(\lambda_{ds} + \lambda_{sd} + \lambda_{sa})^2 - 4 \cdot \lambda_{ds} \lambda_{sa}} - 0.5 \cdot (2\lambda + \lambda_{ds} + \lambda_{sd} + \lambda_{sa})$$

Число солнечных пятен определялось из  $Q$  с помощью простой формулы:

$$SN(t) = 181.5 \times (2.6 - Q(t))$$

Параметры системы  $N_i(0)$  и  $\lambda_{ij}$  определялись путём фитирования, т.е. подбирались так, чтобы на определённом временном интервале восстановленный индекс солнечной активности как можно меньше отличался бы от соответствующего индекса измеренного инструментально. В данной работе для подобной настройки был использован ряд чисел групп солнечных



пятен (ЧГСП) полученный Хойтом и Шаттенем [5]. Фитирование производилось на временном интервале 1615-1945 гг. В результате были выбраны следующие параметры:

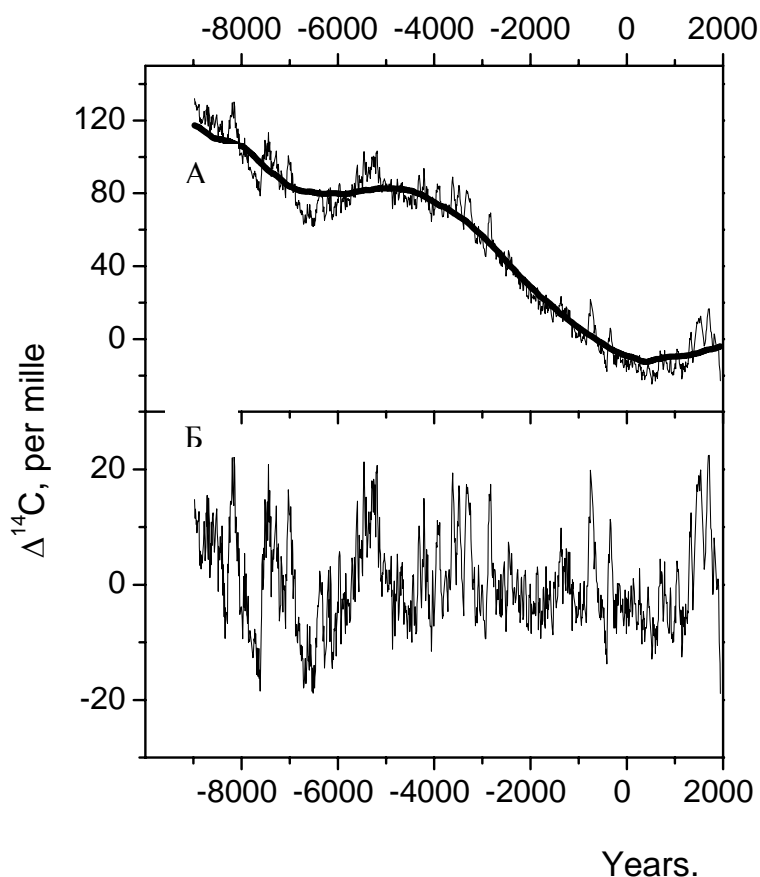
$$N_a(0)=570.0 \cdot 10^7 \text{ ат} \cdot \text{см}^{-2}; N_b(0)=285.0 \cdot 10^7 \text{ ат} \cdot \text{см}^{-2}; N_g(0)=1085.0 \cdot 10^7 \text{ ат} \cdot \text{см}^{-2};$$

$$N_o(0)=4090.0 \cdot 10^8 \text{ ат} \cdot \text{см}^{-2}; N_s(0)=1115.0 \cdot 10^7 \text{ ат} \cdot \text{см}^{-2};$$

$$\lambda=1/5730 \text{ лет}^{-1}; \lambda_{ba}=1/28.0 \text{ лет}^{-1}; \lambda_{bg}=1/30.0 \text{ лет}^{-1}; \lambda_{ab}=1/30.0 \text{ лет}^{-1}; \lambda_{ga}=1/120.0 \text{ лет}^{-1};$$

$$\lambda_{as}=1/9.60 \text{ лет}^{-1}; \lambda_{sa}=1/21.3 \text{ лет}^{-1}; \lambda_{sd}=1/21.0 \text{ лет}^{-1}; \lambda_{ds}=1/900 \text{ лет}^{-1};$$

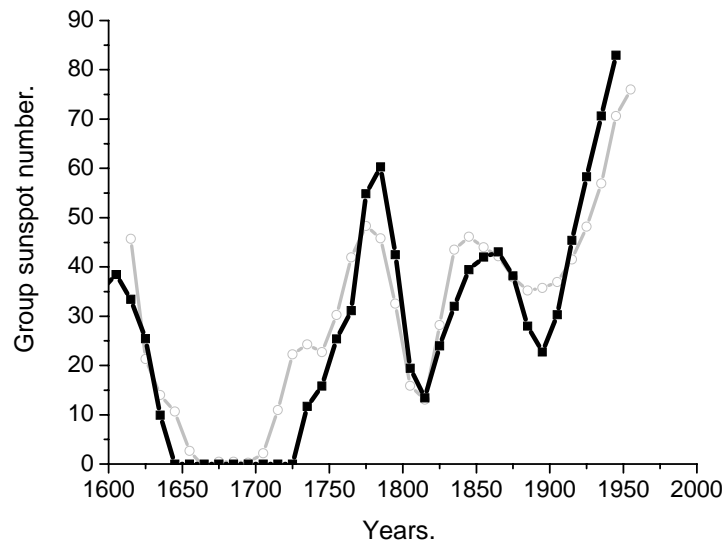
Оригинальный и восстановленный ряды показаны на рис.2.



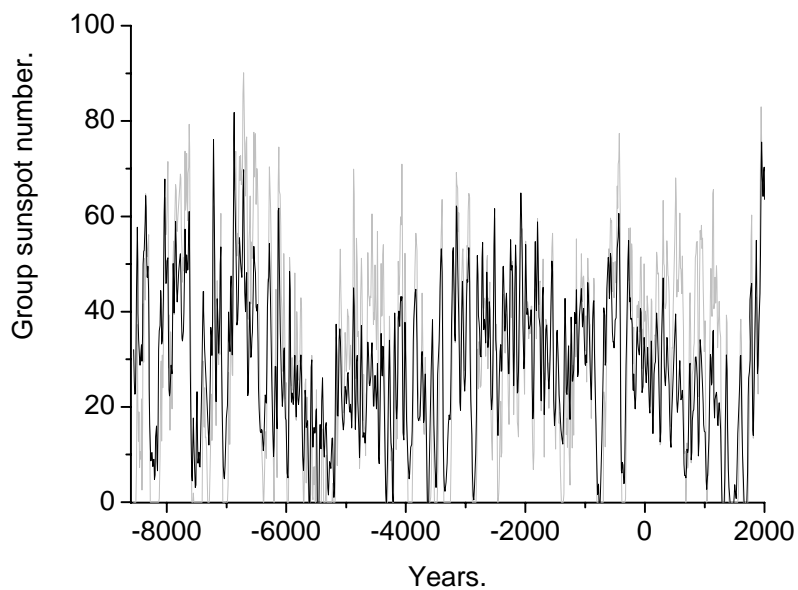
**Рис. 1.** А – концентрация  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев Северного полушария (тонкая линия), долговременный тренд (жирная линия);  
 Б – концентрация  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев Северного полушария после вычитания долговременного тренда.

За период 1615-1945 стандартное отклонение разности между двумя рядами составляет 8.5, коэффициент корреляции 0.93.

ЧГСП, восстановленные для всего промежутка в примерно 10000 лет, приведены на рис.3 вместе с аналогичной реконструкцией [6].



**Рис. 2.** Числа групп солнечных пятен измеренные инструментально ([5], серая линия) и восстановленные из радиоуглеродных данных при помощи пятирезервуарной модели (чёрная линия). Данные [5] усреднены и интерполированы по десятилетиям.

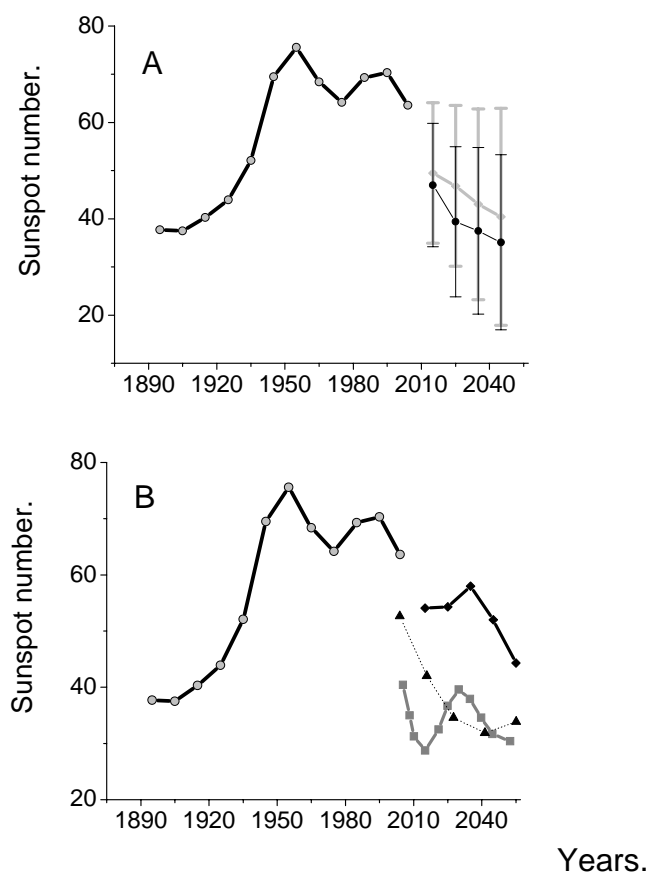


**Рис. 3.** Радиоуглеродные реконструкции ЧГСП.  
Серая линия – данная работа, чёрная линия – Solanki et al. [6].

За период 8505 до н.э. – 1945 н.э. стандартное отклонение разности между двумя рядами составляет 12.3, коэффициент корреляции 0.82. Сопоставление реконструкции ЧГСП, полученной в данной работе с данными других авторов [6-9] на временном интервале соответствующем последнему тысячелетию показало, что они коррелируют между собой с коэффициентом 0.50-0.82. Такое согласие с результатами других исследователей позволяет надеяться на то, что полученная в работе временная серия достаточно точно описывает колебания активности Солнца на временных шкалах в десятки и сотни лет.

## Прогнозирование среднего уровня активности Солнца на ближайшие десятилетия

Техника прогноза базировалась на нелинейном подходе Сугихары и Мэя [10]. Она описана подробнее в работе [11]. Полученный таким образом прогноз ЧГСП на ближайшие 40 лет показан на рис. 4 вместе с прогнозами других авторов, полученных разными методами с использованием различных палеореконструкций солнечной активности. Очевидно, что, несмотря на различие в прогнозах, основной вывод достаточно чётко – в первой половине XXI века средний уровень активности Солнца будет ниже современного.



**Рис. 4.** А – Прогноз среднедекадного ЧГСП произведённый с использованием реконструкций активности Солнца произведённых в работе Solanki et al. [6] (тонкая чёрная линия) и в данной работе (серая линия). В качестве библиотеки траекторий использованы данные за 8505 до н.э. – 935 н.э.,  $d = 3$ ,  $e = 15.0$ .

В – прогнозы среднедекадного числа Вольфа полученные в работе [11], (жирная чёрная линия с ромбами,  $d = 3$ , использовано 5 пар соседей), в работе [12] (пунктирная линия с треугольниками), в работе [13] (серая линия с квадратами). Жирная чёрная линия с серыми кружками – измеренное ЧГСП, сглаженное по 25 годам и интерполированное подекадно.

Работа была выполнена в рамках программы обмена между Российской и Финской Академиями наук (проект №16), программы президиума

РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля» и поддержана грантами РФФИ 03-04-48769, 03-02-17505, 04-02-17560.

### Литература

1. **В.А. Дергачёв и А.В. Ступнева**, Препринт ФТИ 491, 31 с. (1975).
2. **В.М. Остряков**, в *Распространённость изотопов в окружающей среде и астрофизические явления*, под ред. Г.Е. Кочарова, (Ленинград, 1984), 25-61.
3. **M. Stuiver, P.J. Reimer and T.F. Braziunas**, Radiocarbon **40**, 1127-1151 (1998).
4. **M.G. Ogurtsov**, Solar Physics **220**(1), 93-105 (2004).
5. **D.V. Hoyt, Schatten K.H.**, Solar Physics. **179**, 189–219 (1998)
6. **S.K Solanki1, I.G. Usoskin, Kromer B., et al.** Nature **431**, 1084-1087(2004).
7. **M. Stuiver and P.D. Quay**, Science 207, 11-19 (1980).
8. **Ю.А. Наговицын**, Астрон. Журн. **23**(11), 851-858 (1997).
9. **I.G. Usoskin, K. Mursula, S. Solanki, M. Schlusser and K. Alanko**, Astr. and Astroph. **413**,. 745-751 (2004).
10. **G. Sugihara and R.M. May**, Nature **344**, 734-741 (1990).
11. **М.Г. Огурцов**, Астрон. Журн. **82**(6), 555-560 (2005).
12. **Е.В. Милецкий**, в: Тр. Международной конференции, ГАО РАН, (2003, Пулково), с. 305-313.
13. **Ю.А. Наговицын, М.Г. Огурцов**, в: Тр. Международной конференции, ГАО РАН, (2003, Пулково), с. 321-326.

**ИЗМЕНЕНИЯ АТМОСФЕРНОЙ ПРОЗРАЧНОСТИ  
КАК ВОЗМОЖНОЕ ЗВЕНО, СВЯЗЫВАЮЩЕЕ  
ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И КЛИМАТА**

**Огурцов М.Г.<sup>1</sup>, Юнгнер Х.<sup>2</sup>, Линдхольм М.<sup>3</sup>, Эронен М.<sup>2</sup>, Хелама С.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Физико-Технический Институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*

<sup>2</sup>*Университет г. Хельсинки, Финляндия*

<sup>3</sup>*Сайменский центр наук об окружающей среде, Финляндия*

**CHANGE IN ATMOSPHERIC TRANSPARENCY AS A POSSIBLE  
LINK CONNECTING CENTURY-SCALE VARIABILITY IN SOLAR  
ACTIVITY AND CLIMATE**

**Ogurtsov M.G.<sup>1</sup>, Jungner H.<sup>2</sup>, Lindholm M.<sup>3</sup>, Eronen M.<sup>2</sup>, Helama S.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute, St.Petersburg*

<sup>2</sup>*University of Helsinki, Helsinki, Finland*

<sup>3</sup>*Saima Centre for Environmental Sciences, Savonlinna, Finland*

**Abstract**

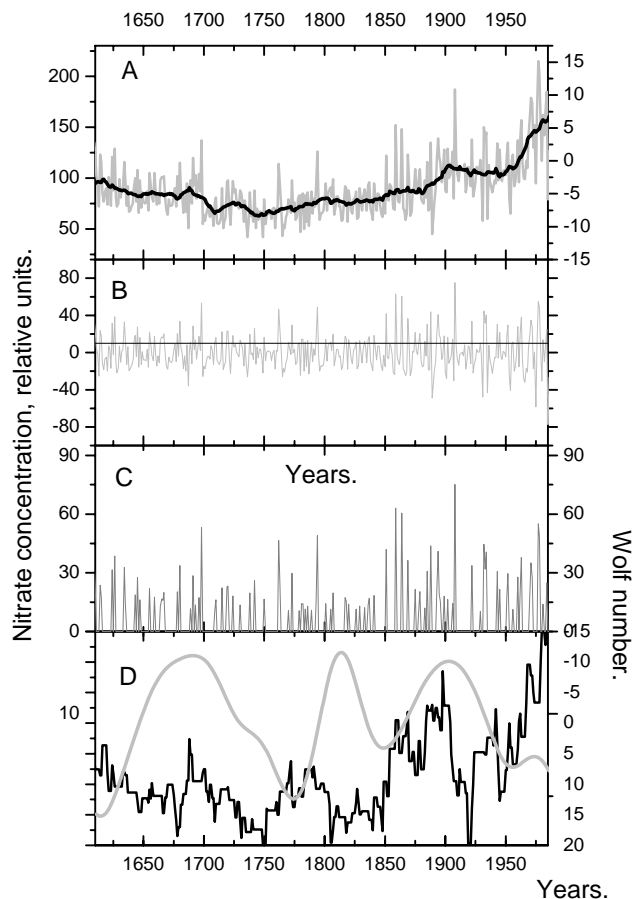
*Analysis of available information of long-term change of solar activity and climate has been performed using both direct data and proxies. It was shown that the observed connection between century-scale solar and climatic variability arises due to influence of the corresponding variation in atmospheric aerosol transparency. It was shown that century-long variation in aerosol transparency might be caused by the respective cycles in solar and galactic cosmic ray intensity.*

It has been established that long-term ( $T > 30$  yr) variation in a global temperature resemble to that in sunspot number since the middle of XIX century, that might be attributed to solar-climatic connection. However, smoothed temperature outstrips solar activity by 15-25 years [1] that violate the cause-effect relationship. The same effect was revealed for regional Northern Fennoscandian (NF) temperature over the last three centuries [2].

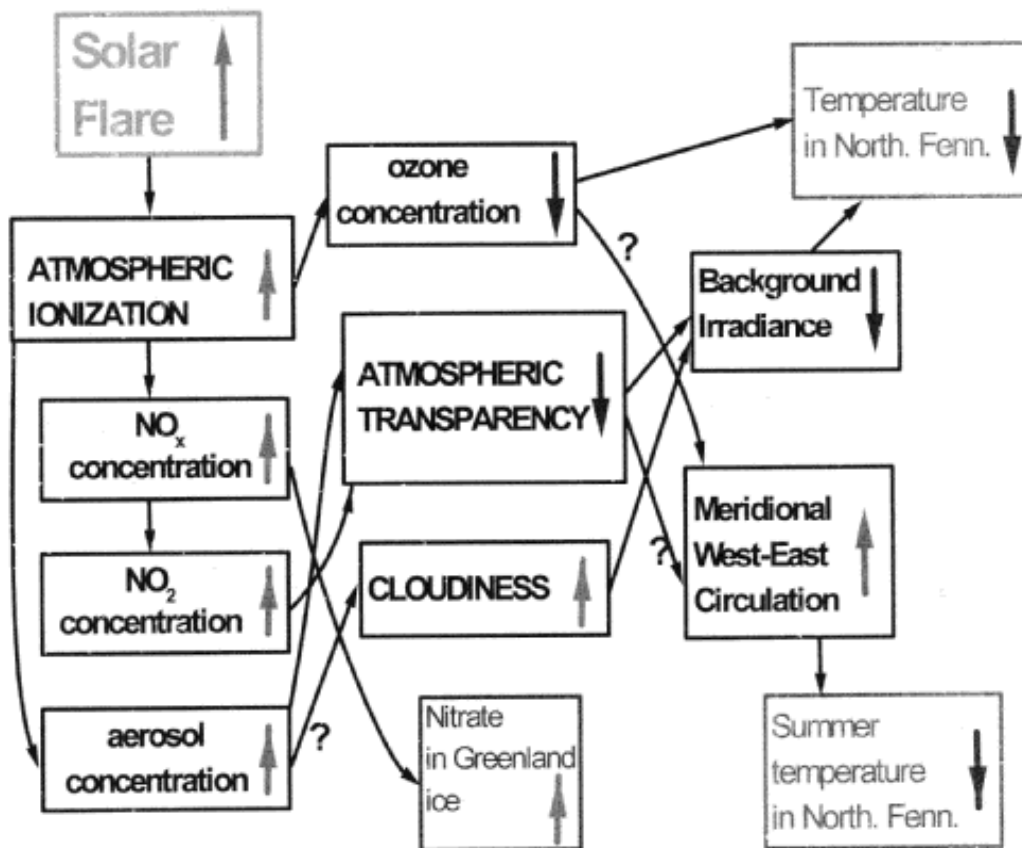
**Nitrate in Greenland ice, atmospheric transparency  
and Northern Fennoscandian temperature**

Ogurtsov et al. [3] established a negative correlation between century-type variations in nitrate ( $\text{NO}_3^-$  ion) concentration in Greenland ice and sunspot number. As in previous case nitrate leads sunspot number by 15-18 years. It should be noted that nitrate ions are generated in atmosphere from  $\text{NO}_x$  (N, NO,  $\text{NO}_2$ ) molecules due to ionization. It is currently believed that each pair of ions produces 1.25  $\text{NO}_x$  molecules. Thus concentration of nitrate in polar ice should reflect state of the atmosphere ionization. A negative correlation between century-

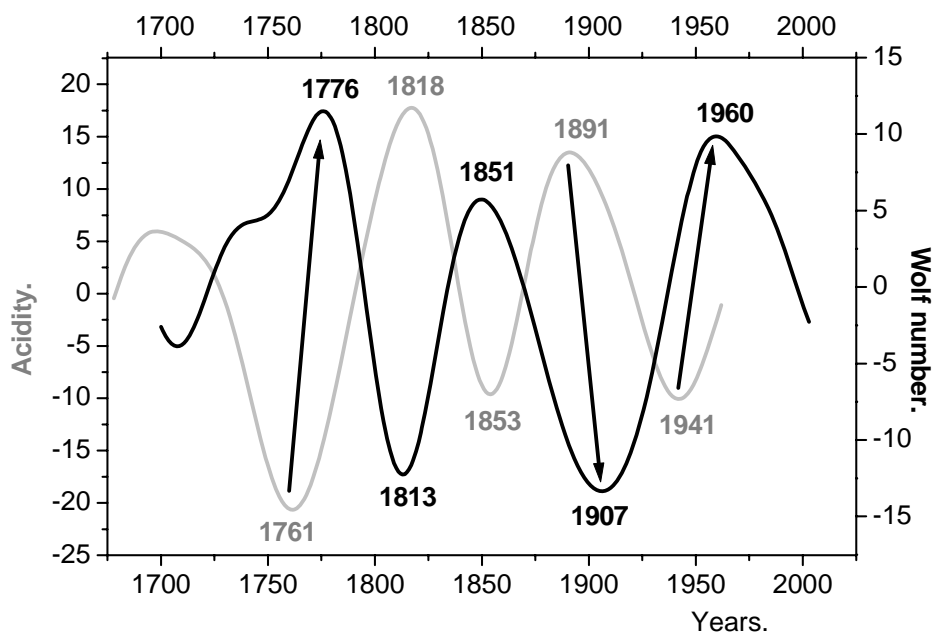
type variations in  $\text{NO}_3^-$  and NF temperature was established by Ogurtsov et al. [3]. This anti-correlation might mean the respective synchronization between century-scale variations in the stratosphere ionization and NF temperature. I.e. it is possible that just the century-long cycle in stratospheric ionization outstrip the corresponding cycle in solar activity. Figure 1 shows that century-type variation of solar flare activity might lead the respective variation in galactic cosmic ray (GCR) intensity, at least during some time intervals. Taking into account that annual fluence of solar particles with  $E < 200\text{-}500$  MeV is comparable with that of GCR particles, the contribution of solar cosmic rays into a century-long variation in stratospheric ionization might be appreciable and, hence, might provide a positive time shift between century-scale cycles in ionization and sunspot number. Principal scheme of a link between solar flare activity and climate is shown in Figure 2. The scheme was carried by generalization of information about solar-terrestrial connection mainly over the relatively short (less than 1 month - 10 yrs) time scale [4-6]. Its validity for longer time scale needs additional substantiation.



**Figure 1.** A – nitrate concentration in Greenland ice after Dreschhoff and Zeller (1994, NDZ), grey curve – raw data, black curve – smoothed by 20 yrs;  
 B – NDZ residuals (after subtracting of smoothed curve);  
 C – anomalies of NDZ residuals (values above 10 – strait line in panel B);  
 D – black curve – anomalies of NDZ residuals smoothed by 20 points, grey curve – group sunspot number wavelet filtered in 55-147 yr band and plotted in inverse scale.



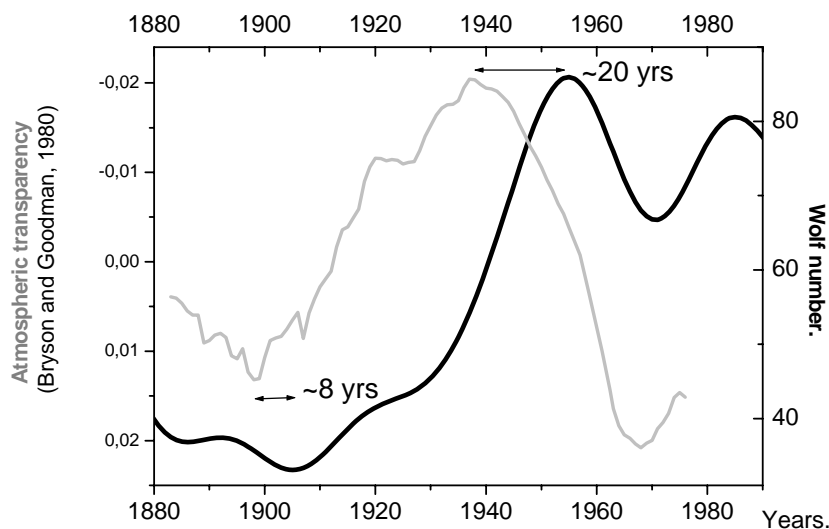
**Figure 2.** Principal scheme of possible link between Northern Fennoscandian temperature, solar flare activity and concentration of nitrate in Greenland ice.



**Figure 3.** Wavelet filtered in 64-119 yr band Wolf number (black curve) and acidity measured in Crete ice core in Greenland (raw data were scanned from P. Naveau and C.M. Ammann [7]) (grey curve).

It may be tested using data on acidity in ice cores – the value that reflects aerosol concentration in atmosphere. Greenland acidity data are shown in Figure 3 together with the filtered Wolf numbers. Figure 3 testifies that century-type periodicity in atmosphere's sulfate aerosol abundance correlate negatively with the corresponding cycle in sunspot and few times outstrips it by 15-17 yrs. It gives evidence of reality of connection between atmosphere evidence of reality of connection between atmosphere ionisation and temperature over longer time scale and of possible significant contribution of change in atmospheric transparency into the century-scale Sun-climate link. However, the problem of physical mechanism, providing interrelationship between the phenomena, described above, needs further profound research with using paleodata.

### Century-scale variability in atmospheric transparency and global climate



**Figure 4.** Smoothed Wolf number (black curve) and atmospheric transparency, determined with using the data of 43 actinometry stations from 20°-65°N (grey curve, Bryson and Goodman [8]).

The figure shows that century-type periodicity in atmosphere's transparency seems to correlate negatively with the corresponding cycle in sunspot and lead it by 20-25 yrs. Let us estimate its possible consequences for the global terrestrial climate.

### Energy balance climatic model

The one-dimensional energy-balance modeling used in work is based on division of the Earth's sphere into four latitudinal zones (65°-90° N, 20°-65°N, 0°-20° N, 0°-90° S). Then radiative equation was solved for each of these zones. Temperature in each latitudinal belt is calculated by solution of system of four equations each of which has a form:



$$q_i \frac{dT_{i,s}(t)}{dt} = F_{i,inc}(t) - F_{i,out}(t) - F_{oc}(t) + \Delta F_i(t) + A_i,$$

$$F_{i,inc}(t) = \frac{S_i(t)}{4} \times (1 - \alpha_i(t)),$$

$$F_{i,out}(t) = a_0 + b_0 \times T_{i,s}(t),$$

$$F_{oc}(t) = b_1 \times T_{i,s}(t),$$

$$A_i = F_{i,i-1} + F_{i,i+1} + F_{i-1,i} + F_{i+1,i} = k \times (T_{i,s} - T_{aver})$$

$$\Delta F_i(t) - \text{radiative forcings}$$

$T_{i,s}$  – surface temperature of zone  $i$ ,

$F_{i,inc}$  – incoming visible radiation at zone  $i$ ,

$F_{i,out}$  – outgoing infra-red radiation at zone  $i$ ,

$F_{oc}$  – heat absorption by deep ocean,

$q_i$  – effective heat capacity of zone  $i$ ,

$S_i = I_i \times S_0$  – solar irradiance at zone  $i$ ,

$S_0$  – solar constant (luminosity),

$I_i$  – insolation factor (fraction of solar constant) of zone  $i$ ,

$\alpha_i$  – albedo of zone  $i$ ,

$A_i$  – gain or loss of heat in zone  $i$  due to exchange with other latitudinal belts,

$K$  – coefficient of heat transfer,

$T_{aver}$  – global weighted average surface temperature,

$\Delta F_i$  – describes different forcing factors in zone  $i$  (greenhouse, clouds, land use changes etc.).

Results of model calculations performed using model parameters:

$$q_0 = 4 \text{ (Wt} \times \text{yr)} / \text{m}^2 \times ^\circ\text{C},$$

$$A = 201 \text{ W/m}^2, b_0 = 2.2 \text{ W/m}^2 \times ^\circ\text{C}; b_1 = 0.3 \text{ W/m}^2 \times ^\circ\text{C},$$

$$a_1 = 0.53, a_2 = 0.312, a_3 = 0.25, a_4 = 0.32,$$

$$I_1 = 0.51, I_2 = 1.0, I_3 = 1.16, I_4 = 1.0,$$

$$q_1 = 0.84 \times q_0, q_2 = 0.84 \times q_0, q_3 = 1.17 \times q_0, q_4 = 1.17 \times q_0.$$

$$K = 3.8 \text{ W/m}^2 \times ^\circ\text{C}$$

and using radiative forcings, described in more detail in [9], confirm that long-term change in atmospheric transparency might play an important role in providing the effect of positive time shift between century-long variations in temperature and sunspot number.

This research was done in the frame of an exchange between the Russian and Finnish Academies (project № 16) and was supported by the program “Solar activity and physical processes in the Sun-Earth system” of Russian Academy and by RFBR grants №№ 03-02-17505, 03-04-48769, 04-02-17560.

## References

1. **Friis-Christensen E., Lassen K.** Length of the solar cycle: an indicator of solar activity closely associated with climate // *Nature*. V. 254. P. 698-701. 1991.
2. **Ogurtsov M.G., Kocharov G.E., Lindholm M. et al.** // Evidence of solar variation in tree-ring-based climate reconstructions // *Solar Phys.* V.205, P.403-417. 2002.
3. **Ogurtsov M.G., Jungner H., Kocharov G.E. et al.** Nitrate concentration in Greenland ice: an indicator of changes in fluxes of solar and galactic high-energy particles // *Solar Phys.* V.222. P. 117-190.2004.
4. **Raspopov O.M., Shumilov O.I., Kasatkina E.A.** // *Biophysics*. V.43.№.5. P. 902-908. 1998 (in Russian).
5. **Shumilov O.I., Kasatkina E.A., Henriksen K., Vashenyuk E.V.** Enhancement of stratospheric aerosol after solar proton event // *Annales Geophysicae*. V. 4. P. 1119-1123. 1996.
6. **Veretenenko S.I., Pudovkin M.I.** Effects of galactic cosmic ray variation on the solar radiation input in the lower atmosphere // *Journ. Atmos. Solar-Terr. Phys.*V. 59, P. 1739-1746. 1997.
7. **Naveau P., Ammann C. M.** Statistical distributions of ice core sulfate from climatically relevant volcanic eruptions // *Geophys. Res. Lett.* V. 32. L05711. doi:10.1029/2004GL021732. 2005.
8. **Bryson R.A., Goodman B.M.** Volcanic activity and climatic changes // *Science*. V. 207. P. 1041-1044. 1980.
9. **Ogurtsov M.G.** Secular variation in atmospheric transparency as a possible link connecting long-term changes in solar activity and climate // Submitted to *Geomagnetism and Aeronomy*. 2005.

## **ПРОЯВЛЕНИЕ ДВУХСОТЛЕТНЕГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА В КЛИМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЯХ**

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

<sup>1</sup>*СПбФ ИЗМИРАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: oleg@or6074.spb.edu*

<sup>2</sup>*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия, e-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru*

## **MANIFESTATION OF 200-YEAR SOLAR CYCLE IN CLIMATE CHANGE**

**Raspopov O.M.<sup>1</sup>, Dergachev V.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia*

<sup>2</sup>*Ioffe Phisico-Technical Institute of RAS, St.-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*A manifestation of the two-hundred-year solar cycle (de Vries cyclicity) in climatic changes is considered. The consideration is based on analysis of radial growth of long-lived (800-1200 years) trees *Juniperus turkestanica* from Tien Shan mountains (Central Asia). Quasi-two-hundred-year oscillations in radial tree growth which correlate well (correlation coefficient is 0.82) with similar solar activity variations ( $\Delta^{14}C$ ) and the 200-year component of temperature variations in the Northern Hemisphere in the last millenium. The results obtained point to the influence of the deVries solar activity periodicity on global climatic processes.*

### **Введение**

В настоящее время признано, что ~ 200-летний цикл солнечной активности (deVries цикл) является одним из самых интенсивных солнечных циклов. Наглядным тому подтверждением является развитие в последнем тысячелетии примерно с двухсотлетним интервалом глубоких минимумов солнечной активности: Маундера, Шперера, Вольфа и Оорта. По косвенным данным о вариациях солнечной активности (содержание <sup>10</sup>Be в гренландском льду) Wagner и др. [1] проследили развитие deVries цикличности с 50000 до 25000 лет назад. Васильев и др. [2] по данным о вариациях  $\Delta^{14}C$  в кольцах деревьев показали, что ~ 200-летний солнечный цикл является одним из доминирующих солнечных циклов в голоцене.

Целью настоящей работы является выявление ~ 200-летнего климатического цикла в Центральной Азии на основе анализа вариаций ширины колец можжевельника *Juniperus turkestanica* на верхней границе леса в горах Тянь-Шаня и сопоставление полученных палеоклиматических данных с развитием солнечной deVries периодичности в последнем тысячелетии.

### Использованные данные и результаты и обработки

Для выявления долговременных климатических изменений в последнем тысячелетии в качестве палеоклиматического параметра нами использованы вариации ширины колец деревьев можжевельника *Juniperus turkestanica* ( $\Delta L$ ), произрастающих в Центральной Азии в горах Тянь-Шаня на высотах более 2800-2900 метров, и возраст которых может достигать 2000 лет [3]. Из результатов анализа воздействия температур и осадков на величину радиального прироста *Juniperus t.*, проведенного Мухамедшином и Сарбаевым [3] следует, что в условиях высокогорья радиальный прирост *Juniperus t.* определяется температурным режимом июня-июля и практически не зависит от осадков. Аналогичные выводы о преобладающей роли летних температур на ширину колец *Juniperus t.* делают также Максимов и Гребенюк [4] и Esper и др. [5]. Таким образом, анализ вариаций  $\Delta L$  для *Juniperus t.* и сопоставление их с вариациями солнечной активности (в нашем случае  $\Delta^{14}C$ ) позволяют проследить взаимосвязь между долговременными изменениями солнечной активности и вариациями летних температур в Центральной Азии.

Для получения уверенного результата нами были проанализированы данные о вариациях в последнее тысячелетие ширины колец *Juniperus t.*, полученные из близких друг другу районов Центральной Азии тремя независимыми научными группами: Максимовым и Гребенюком [3], Мухамедшиным и Сарбаевым [4] и Esper и др. [5]. Хронология Максимова и Гребенюка перекрывает временной интервал от 1170 до 1970 гг. Она базируется на обработке данных о деревьях, возраст которых превышал 800 лет. Сборы были сделаны в Таджикистане в горах Тянь-Шаня на северном склоне Зеравшанского хребта на высоте 3500 м в 1-1,5 км от конца ледника ( $39,5^{\circ}N$ ,  $70,7^{\circ}E$ ). Расположение места сбора образцов показано на карте, приведенной на рис. 1 (треугольник).

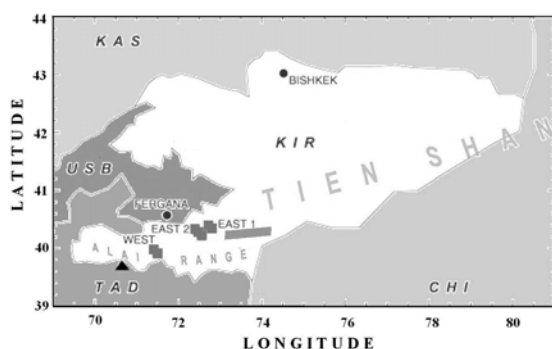
Хронология Мухамедшина и Сарбаева перекрывает временной интервал с 750 по 1972 гг. Она базируется на обработке данных деревьев, возраст которых варьировался от 650 до 1250 лет. Сборы были сделаны в Киргизии в горах Тянь-Шаня на северном склоне Алайского хребта на высоте более 2900 м ( $39,9^{\circ}N$ ,  $72,5^{\circ}E$ ) (рис. 1, жирная черта). Для исключения потери колец в обеих хронологиях использовались не керны, а срезы деревьев.

Третьей хронологией, которая использовалась в нашей работе, была RCS (Regional Curve Standardization) хронология из статьи Esper и др. [5], которая базируется на *Juniperus t.* кернах, собранных в Киргизии в северных отрогах Алайского хребта на Тянь-Шане на высотах более 2900 м ( $39^{\circ}50'-40^{\circ}12'N$ ,  $71^{\circ}30'-72^{\circ}37'E$ ) (рис. 1, прямоугольники). Методика построения RCS хронологий позволяет сохранять в полученных кривых долговременные тренды и периодичности. Используемая RCS хронология охватывает временной интервал – последнее тысячелетие.

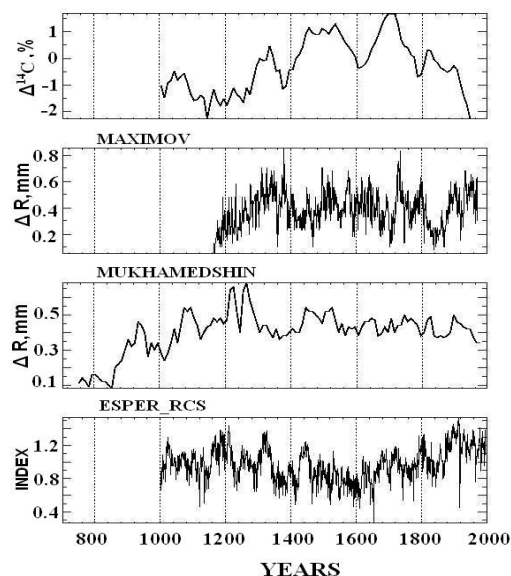
Хронологии Максимова и Гребенюка, а также Esper и др. имели годичное временное разрешение. В то же время хронология Мухамедшина и Сарбаева содержала данные с осреднением по 10-летним интервалам.

Для анализа долговременных вариаций солнечной активности в работе были использованы значения концентрации космогенного радиоуглерода ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) в кольцах деревьев [6]. Для последнего тысячелетия значения  $\Delta^{14}\text{C}$  измерены для десятилетних интервалов.

Кривые  $\Delta^{14}\text{C}$  и вариаций  $\Delta L$  для всех трех хронологий на Тянь-Шане в последнем тысячелетии приведены на рис. 2.



**Рис. 1.** Карта расположения мест сбора дендрохронологических данных: *треугольник* – место сбора данных группой Максимова, *полоса* - группой Мухамедшина, *прямоугольники* - группой Esper и др.



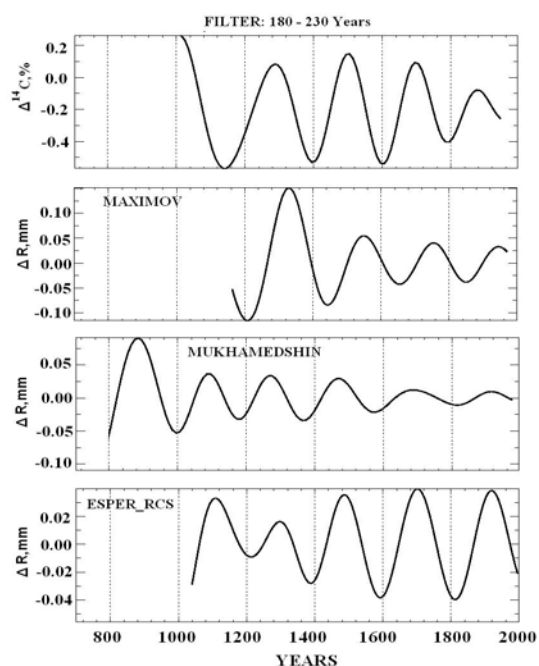
**Рис. 2.** Сверху вниз: вариации  $\Delta^{14}\text{C}$ , вариации ширины колец деревьев в хронологиях Максимова и Гребенюка, Мухамедшина и Сарбаева, и Esper и др.

Эти данные были подвергнуты фильтрации в диапазоне периодов 230-180 лет и вейвлет преобразованию (Morlet basis) в диапазоне периодов 100-300 лет. Результаты фильтрации показаны на рис. 3, а вейвлет анализа - на рис. 4.

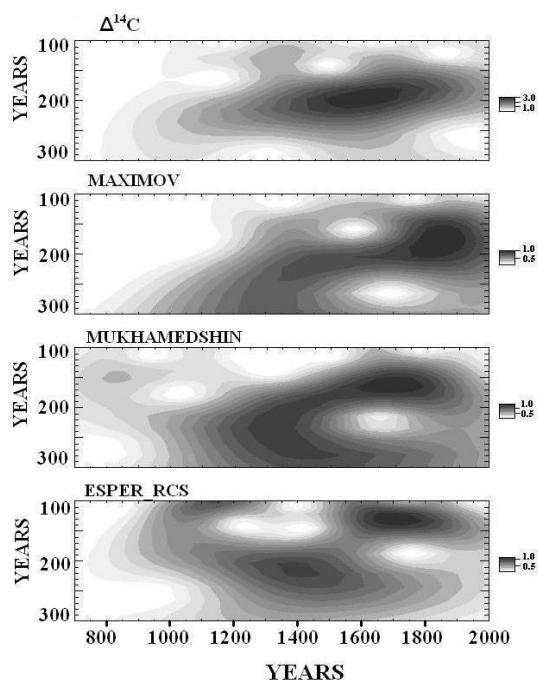
### Обсуждение результатов

Результаты фильтрации всех трех хронологий (по существу, вариаций летних температур в Центральной Азии) в диапазоне периодов 230-180 лет и результаты их вейвлет преобразования свидетельствуют о присутствии в климатических изменениях четко выраженных  $\sim 200$ -летних вариаций, поведение которых подобно аналогичным вариациям солнечной активности ( $\Delta^{14}\text{C}$ ). Важно подчеркнуть, что как в случае  $\Delta^{14}\text{C}$ , так и в случае дендрохронологических данных (вариаций летних температур) четко прослеживается уменьшение периода квазидвухсотлетних вариаций от 2300 до 180 лет в течение последнего тысячелетия. Таким образом, имеется подобие

динамических спектров вариаций солнечной активности и климатических процессов в Центральной Азии, что указывает на их взаимосвязь.



**Рис. 3.** Результат фильтрации данных, приведенных на Рис.2, в диапазоне периодов 180-230 лет.



**Рис. 4.** Результаты вейвлет трансформации (Morlet basis) данных, приведенных на Рис.2, в диапазоне периодов 100-300 лет.

На рис. 3, где приведены результаты фильтрации ряда  $\Delta^{14}\text{C}$  и хронологий *Juniperus t.* в диапазоне периодов 180-230 лет видно, что кривые синхронизированы между собой. Однако между ними имеется сдвиг фаз, данные о котором приведены в Таблице. Сдвиг фаз между  $\Delta^{14}\text{C}$  и дендрохронологиями может быть связан с резервуарным эффектом при усвоении  $^{14}\text{C}$  в кольцах деревьев. Кроме того, локальные климатические условия (близость ледника и т.д.) могут также оказывать влияние на соотношение фаз между кривыми. Например, это было выявлено на Аляске при анализе  $\sim 200$ -летних вариаций экспансии ледников [7].

**Таблица**

	Коэффициент корреляции, R	Сдвиг фаз, лет
$\Delta^{14}\text{C}$ – Максимов и Гребенюк	0,82	40
$\Delta^{14}\text{C}$ – Мухамедшин и Сарбаев	0,57	0
$\Delta^{14}\text{C}$ - Esper_RCS	0,52	0
Максимов - Мухамедшин	0,74	-60
Мухамедшин - Esper_RCS	0,75	-20

С учетом сдвига фазы, построенные кривые в диапазоне периодов 180-230 лет имеют высокие коэффициенты корреляции, которые приведе-

ны в Таблице. В случае кривой  $\Delta^{14}\text{C}$  и хронологии Максимова и Гребенюка этот коэффициент достигает 0,82. Высокие коэффициенты корреляции еще раз, помимо динамических спектров, указывают на взаимосвязь.

Так как выявленный ~ 200-летний климатический сигнал связан с глобальным воздействием солнечной активности, то можно ожидать, что развитие ~ 200-летней климатической цикличности должно быть зарегистрировано в различных районах земного шара. Существующие палеоклиматические данные подтверждают наличие такой цикличности в Европе, Северной и Южной Америке и в Азии. Так, в Европе зарегистрирована периодичность экспансии Альпийских ледников [8], толщины ленточных глин в озере Holzmaar [9]. В Азии, помимо Тянь-Шаня, отмечены 200-летние вариации температуры в Китае [10], что также подтверждается анализом китайских хроник [11]. В Северной Америке ~ 200-летние климатические вариации, коррелирующие с аналогичными вариациями солнечной активности, зарегистрированы в экспансии ледников на Аляске [7], а также в вариациях ширины колец остистой сосны (*Bristlecone pine*) в горах Cam-pito в восточной Калифорнии [12]. В Мексике на полуострове Юкатан выявлена 208-летняя повторяемость засух в течение последних 2500 лет, которая тесно коррелирует с ~ 200-летней периодичностью солнечной активности [13]. В Южной Америке выявлена 200-летняя периодичность в вариациях ширины колец *Futzroya cupressoides*, погребенных около 50000 лет назад в южном Чили [14]. Эти южноамериканские хвойные деревья, возраст которых может достигать 3600 лет, в своем приросте реагируют на летние температуры. Этот результат представляет особый интерес, ибо Wagner и др. [1] продемонстрировали наличие связанных с солнечной активностью интенсивных вариаций концентрации  $^{10}\text{Be}$  в Гренландском льду во временном интервале с 50000 до 25000 лет назад. Наговицын и Огурцов [14] продемонстрировали присутствие в последнем тысячелетии 200-летних вариаций температуры в Северном полушарии. Эти вариации также хорошо коррелируют с вариациями солнечной активности.

Таким образом, выявленные в настоящей работе и связанные с вариациями солнечной активности ~ 200-летние климатические колебания проявляются в глобальном масштабе и не только в последнем тысячелетии, но и во временном интервале, исчисляемом десятками тысяч лет.

### Выводы

Проведенный в настоящей работе анализ долговременных дедрохронологических данных по ежегодному радиальному приросту колец деревьев можжевельника (*Juniperus turkestanica*), собранных тремя независимыми научными группами, продемонстрировал наличие ~ 200-летних климатических вариаций. Эти вариации имеют высокий коэффициент корреляции (до  $R = 0,82$ ) с аналогичными вариациями солнечной активности (deVries цикл), оцененными по данным  $\Delta^{14}\text{C}$ , что позволяет считать, что

именно солнечная вариабельность является источником этих климатических вариаций. Это утверждение подкрепляется глобальным характером проявления квазидвухсотлетней климатической цикличности: аналогичные вариации выявлены в различных районах Земли.

*Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проекты 03-04-48769 и 03-05-65063), ИИТАС (№ 03-51-4445), Программы РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля», а также NorFA Grant “Network for Dendroecological and Dendrochronological Research in Northern Europe”.*

### Литература

1. *Wagner, G., Beer, J., Masarik, J., Muscheler, R., Kubik, P.W., Mende, W., Laj, C., Raisbeck, G.M. & Yiou, F.*, 2001, *Geophys. Res. Lett.*, **28**, 303.
2. *Васильев С.С., Дергачев В.А., Распопов О.М.*, 1999, *Геомагнетизм и аэрономия*, **39**, 80.
3. *Мухамедшин Р.Д. и Сарбаев С.К.*, 1988, *Чемпион долголетия*, Алма-Ата, Кайнар.
4. *Максимов Е.Б. и Гребенюк А.К.*, 1972, *Известия АН СССР, Серия географическая*, №2, 105.
5. *Esper, J., Shiyatov, S.G., Mazepa, V.S., Wilson, R.J.S., Graybill, D.A., Funkhouser, G.*, 2003, *Climate Dynamics*, **21**, doi 10.1007/s00382-003-0356-y, 699.
6. *Stuiver, M., Reimer, P.J., Braziunas, T.F.*, 1998, *Radiocarbon*, **40(3)**, 1127.
7. *Wiles, G.C., D'Arrigo, R.D., Villalba, R., Calkin, P.E., Barclay, D.J.*, 2004, *Geoph. Res. Let.*, **31**, L15203, doi:10.1029/2004gl020050
8. *Haeblerli, W., Holzhauser, H.*, 2003, *PAGES News*, 1 (No 1), 13.
9. *Zolitschka, B.*, 1996, in *Climate variations and forcing mechanisms of the last 2000 years*, ed. P.D. Jones, R.S. Bradley, J. Jouzel, Springer, Berlin, 454.
10. *Yang, B., Braeuning, A., Johnson, K.R., Yafeng, S.*, 2002, *Geoph. Res. Let.*, **29**, (9), 10.1029/2001GL014485.
11. *Soon, W.W., Yaskell, S.H.*, 2003, *The Maunder Minimum and the Variable Sun-Earth Connection*, World Scientific Publishing Co. Pte.Ltd., Singapore. 278 pp.
12. *Sonett, C.P. & Suess, H.E.*, 1984, *Nature*, **308**, 141.
13. *Hobel, D.A., Brenner, M., Curtis, J.H., Guilderson. T.*, 2001, *Science*, **292**, 1367.
14. *Roig, F.A., Le-Quesne, C., Boninsegna, J.A., Briffa, K.R., Lara, A. Grudd, H., Jones, P.D., Villagran, C.*, 2001, *Nature*, **410**, 567.
15. *Наговицын Ю.А. и Огурцов М.Г.* 2003, в трудах VII Пулковской Международной Конференции по Физике Солнца «Климатические и экологические аспекты солнечной активности», ГАО РАН, Пулково, С.-Петербург 7-11 июля 2003 года, 321.



## **2300-2400-ЛЕТНИЙ СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ И ОСОБЕННОСТИ АТМОСФЕРНОЙ ЦИРКУЛЯЦИИ В СЕВЕРНОЙ ЕВРОПЕ**

**Распопов О.М.<sup>1</sup>, Дергачев В.А.<sup>2</sup>, Огурцов М.Г.<sup>2</sup>, Колстрём Т.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>СПбФ ИЗМИРАН, С.-Петербург, Россия, E-mail: oleg@or6074.spb.edu

<sup>2</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,  
С.-Петербург, Россия, E-mail: v.dergachev@mail.ioffe.ru

<sup>3</sup>Исследовательская станция Мекриярви, Университет Йоенсуу,  
Финляндия, E-mail: Taneli.Kolstrom@joensuu.fi

## **2300-2400-YEAR SOLAR CYCLE AND PECULIARITIES OF THE ATMOSPHERIC CIRCULATION IN THE NORTHERN EUROPE**

**Raspopov O.M.<sup>1</sup>, Dergachev V.A.<sup>2</sup>, Ogurtsov M.G.<sup>2</sup>, Kolström T.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>SPbF IZMIRAN, St.-Petersburg, Russia.

<sup>2</sup>Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St.-Petersburg, Russia.

<sup>3</sup>Merijarvi Research Station, Joensuu University, Finland

### **Abstract**

*The tree-ring proxy of summer temperature anomalies ( $\Delta T$ ) for the last 7,500 years, based on dendrochronological data, was analyzed by using both the Fourier and wavelet approaches. A distinct 2.3-2.4 Kyr periodicity was revealed in this temperature proxy, which is likely to be a manifestation of the 2,300-2,500-year cycle present in many climatic records and also in radiocarbon concentration ( $\Delta^{14}C$ ) in tree rings during the Holocene. In the time interval of the Holocene, variations in  $\Delta^{14}C$  characterize mainly variations in solar activity. An important feature, i.e., a sharp change of the relation between phases of variations in  $\Delta T$  and  $\Delta^{14}C$  to the opposite one around ca 3,500-2,500 BP, has been found. Such a change in phase relation can be indicative of an abrupt change in atmospheric circulation in the North-West of Europe around Subboreal and Subatlantic boundary. A sharp change in climatic conditions in Northern Finland around ca 2.5-4.0 Kyr BP is also revealed in analysis of proxy climatic data for Northern Scandinavia and North-West Russia. The result obtained presents new evidence of the solar-climate link over the most of the Holocene time interval.*

### **Введение**

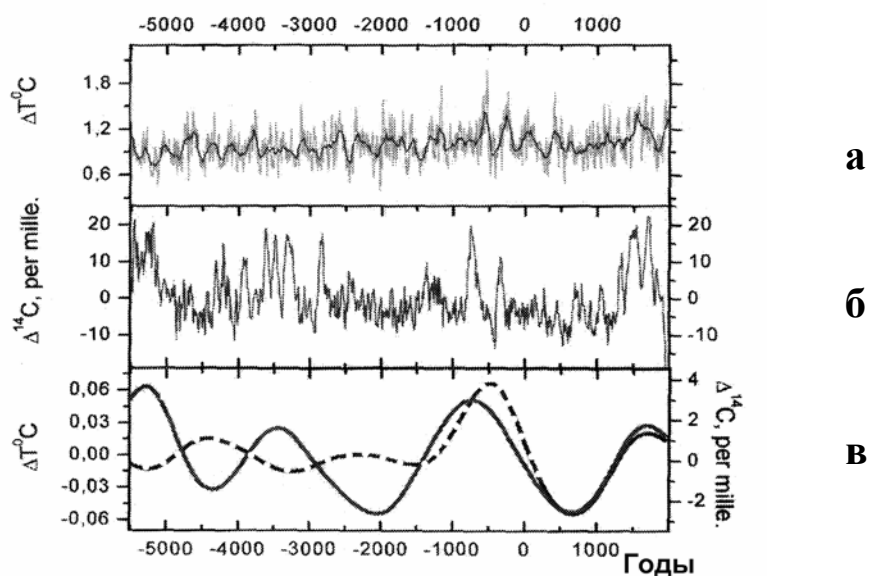
Вариации летних температур в Северной Скандинавии (Финская Лапландия) были реконструированы для последних 7500 лет [1] на основе дендрохронологических данных (вариации ширины колец сосны), полученных в [2]. Реконструкция вариаций температуры проводилась на основе Regional Curve Standardization (RCS) методики, позволяющей сохранить долговременную вариабельность в радиальном приросте деревьев. Построенная с годовым временным разрешением 7500-летняя температурная кривая открывает уникальную возможность проанализировать климатические изменения практически за весь период голоцена в Северной Скандинавии,

климат которой формируется под воздействием климатических вариаций в Северной Атлантике.

Целью настоящей работы является изучение климатических вариаций на Севере Скандинавии в течение голоцена в диапазоне периодов 2300-2400-летнего солнечного цикла и анализ между солнечной и климатической вариабельностью в названном диапазоне периодов.

### Данные и результаты их обработки

Для анализа долговременных климатических вариаций в Северной Скандинавии были использованы данные реконструкции июльской температуры для Северной Финляндии (NFJT) за последние 7500 лет [1], построенные на основе денрохронологического ряда по сосне (Scots pine), представленного в [2]. Для сопоставления с долговременными вариациями солнечной активности мы воспользовались данными о вариациях содержания радиоуглерода ( $\Delta^{14}\text{C}$ ) в кольцах деревьев за тот же временной интервал [3]. Названные кривые показаны на рис. 1а и 1б, соответственно. Обе кривые были подвергнуты спектральному и вейвлет анализу. Спектры Фурье для обеих кривых свидетельствуют о наличии в них осцилляций с периодами порядка 2300-2400 лет. Проведенный кросс-корреляционный вейвлет анализ обеих кривых показал их когерентность в диапазоне периодов 2300-2400 лет. На рис. 1в представлены результаты фильтрации кривых в диапазоне периодов 1580-2740 лет. На рисунке отчетливо видна высокая степень корреляция между температурной кривой и кривой ( $\Delta^{14}\text{C}$ ), однако в третьем-четвертом тысячелетии до настоящего времени произошло резкое изменение знака корреляции на противоположный.



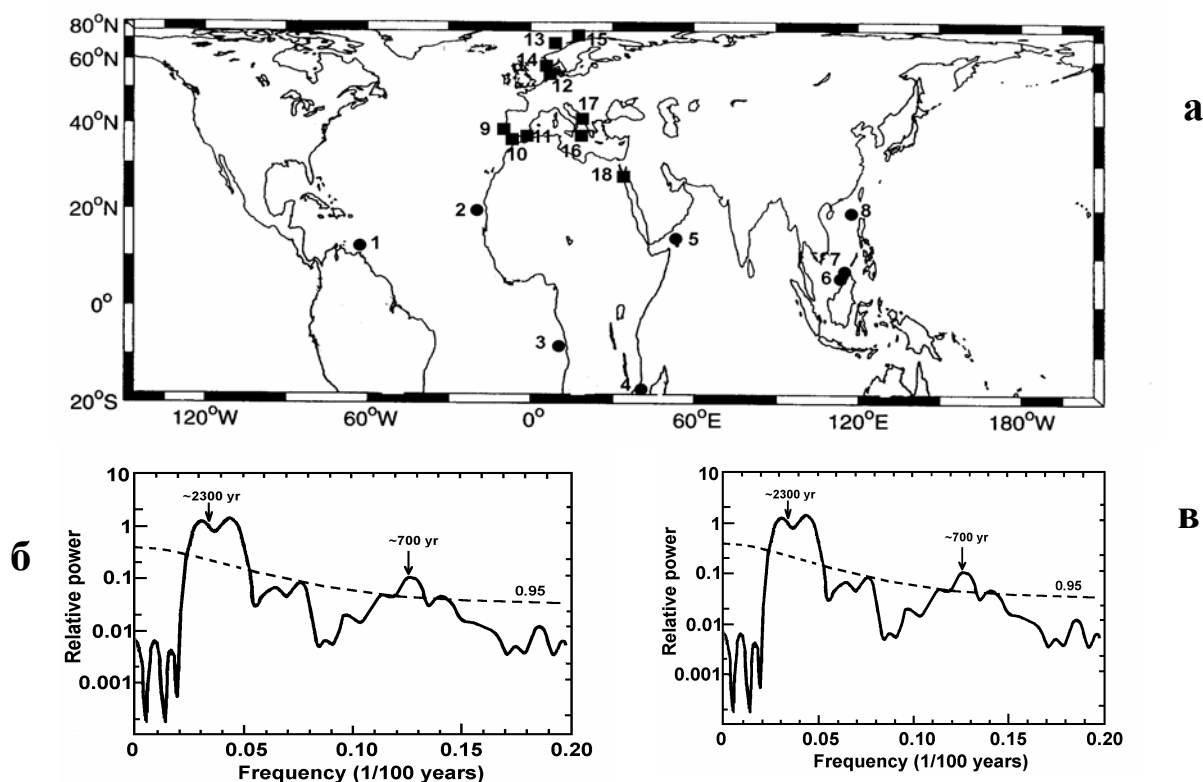
**Рис.1.** а – вариации летних температур  $\Delta T$  в Северной Финляндии за последние 7500 лет, б – вариации  $\Delta^{14}\text{C}$ , в - вариации  $\Delta T$  (пунктир) и  $\Delta^{14}\text{C}$  в диапазоне периодов 1580-2740 лет.

Во временном интервале голоцена вариации  $\Delta^{14}\text{C}$  отражают, в основном, вариации солнечной активности. Поэтому важно проанализировать проблему, с чем связано указанное изменение фазы между вариациями NFJT и  $\Delta^{14}\text{C}$ . Является ли это свидетельством того, что 2300-2400-летние климатические колебания являются внутренними колебаниями системы атмосфера-океан, или же эти колебания возникают в системе под воздействием внешнего фактора – вариаций солнечной активности, а зарегистрированные изменения фазы между вариациями NFJT и  $\Delta^{14}\text{C}$  свидетельствуют о региональном отклике на внешнее глобальное воздействие и, следовательно, на долговременные изменения атмосферной циркуляции в районе Северной Скандинавии около 3500-2500 лет назад?

## Дискуссия

### *2300-2400 летние климатические колебания и солнечное воздействие*

Прежде всего, рассмотрим вопрос: насколько глобальны 2300-2400-летние климатические периодичности. В работе [4] проанализированы доминирующие моды вариабельности поверхностной температуры океана (SST) в тропическом и северо-атлантическом регионах в голоцене. Этот анализ сделан на основе анализа кернов донных отложений из 8 районов в тропиках и 10 районах Северной Атлантики. Расположение этих районов в



**Рис.2.** а – местоположение скважин в тропиках (1-8) и в Северной Атлантике (9-18), керны которых использовались для определения вариаций SST; б и в – результаты спектрального анализа вариаций SST соответственно в тропиках и Северной Атлантике во время голоцена.

тропиках (кружки) и Северной Атлантики (квадраты) показаны на рис. 2а. Результаты спектрального анализа (multi taper methods) четырех компонент SST, характеризующих вариабельность SST в голоцене, приведены для тропиков и Северной Атлантики на рис. 2б и 2в, соответственно. Как видно из рисунка, как в тропиках (в Тихом, Индийском и Атлантическом океанах), так и в Северной Атлантике доминирующей модой вариабельности SST в голоцене является периодичность  $\sim 2300$  лет. Глобальное проявление 2300-летней климатической вариабельности говорит в пользу наличия глобального внешнего воздействия, каковым может быть аналогичная периодичность солнечной активности (рис. 1в). Однако глобальное проявление 2300-2400-летних климатических осцилляций не исключает региональных особенностей в развитии долговременных климатических изменений. Система атмосфера-океан-континент является сугубо нелинейной системой. Поэтому отклик системы даже на однородное воздействие должен быть пространственно неоднороден, что связано с особенностями атмосферной циркуляции. Палеоклиматические данные также свидетельствуют об этом. В работе [5] показано, что во время Маундеровского (1645-1710 гг.) и Гомерик (около 2700 лет назад) минимумов солнечной активности, располагающихся во временных интервалах максимумов кривой  $\Delta^{14}\text{C}$  (Рис. 1б), похолодания в Европе сопровождались повышением температур в приэкваториальной Африке.

### ***Региональные особенности климатических изменений в Северной Скандинавии и на северо-востоке Европы в голоцене***

Отмеченные выше различия в климатическом отклике в Европейском и Африканском регионах земного шара на глубокое понижение солнечной активности указывают на решающую роль атмосферной циркуляции в формировании регионального отклика на глобальное воздействие вариаций солнечной активности во время голоцена. Подобная ситуация позволяет трактовать перефазировку вариаций  $\Delta^{14}\text{C}$  и NFJT около 3500-2500 лет назад, как результат резкого изменения режима атмосферной циркуляции в Северной Скандинавии и Восточной Европе. На рис. 3а приведена классификация Блитта-Сернандера климата голоцена, а ниже приведено изменение в голоцене температуры по данным кернов из Гренландских ледников. Далее на рис. 3в показано изменение уровня Каспийского моря [6] и на рис. 3г приведены полученные в настоящей работе графики вариаций  $\Delta^{14}\text{C}$  и NSJT. В нижней части рисунка показано изменение высотной границы леса в Северной Финляндии (район Enontekiö: 69<sup>0</sup>N, 21<sup>0</sup>E) за последние 7500 лет [7]. Необходимо отметить, что данные о смещении границы леса получены на основе той же дендрохронологической коллекции, что и использованная в настоящей работе реконструкция летних температур в Северной Финляндии.



**Рис.3.** Региональный климатический отклик в Северной Европе на глобальное воздействие долгопериодических вариаций солнечной активности. **а** – схема классификации голоцена Блитта-Сернандера, **б** – вариации глобальной температуры, **в** - изменения уровня Каспийского моря, **г** – вариации летних температур в Северной Финляндии и  $\Delta^{14}\text{C}$  в диапазоне периодов 1580-2540 лет, **д** - изменения высотной границы леса в Северной Финляндии.

Из рисунка 3 видно, что перефазировка 2300-2400-летних осцилляций летних температур на Севере Финляндии и осцилляций солнечной активности произошла при резкой смене климатических условий в Европе на границе Суббореала и Субатлантики и, следовательно, сопровождалась резким изменением атмосферной циркуляции. Факт резкого изменения климатических условий во временном интервале обсуждаемой перефазировки подтверждают и данные смещения по высоте границы леса на Севере Финляндии и вариации уровня Каспийского моря. Действительно, граница леса на Севере Финляндии до примерно 4000 лет назад располагалась на высоте порядка 480 м над уровнем моря. Она резко сместилась около 4000 лет назад до высоты 440 м, а затем еще более резко около 2800 лет назад опустилась до высот порядка 320 м над уровнем моря. Вариации уровня Каспийского моря определяются величиной осадков, выпадающих в северо-западных районах России. Во время Атлантического и Суббореального периодов понижения уровня моря достигало 70 метров. Однако в последующем современном Субатлантическом периоде уровень моря повысился, а колебания его уровня уменьшились до 10-12 метров. Таким образом, на рубеже третьего-четвертого тысячелетия до нашей эры произошло резкое усиление долготного переноса влажных атлантических воздуш-

ных масс на север Скандинавии и северо-запад России и, следовательно, резкое изменение режима атмосферной циркуляции.

### Заключение

Проведенные исследования свидетельствуют о глобальном развитии 2300-2400-летних климатических осцилляций в голоцене. Эти осцилляции синхронизируются аналогичными вариациями солнечной активности, которая является внешним источником, активизирующем эти осцилляции в системе атмосфера-океан. Отклик этой системы на внешнее воздействие благодаря особенностям атмосферной циркуляции является нелинейным, что приводит к региональным особенностям в развитии 2300-2400-летних климатических изменений.

В проанализированных в настоящей работе вариациях летних температур в Северной Финляндии в голоцене по дендрохронологическим данным четко прослеживается 2300-2400-летняя периодичность, синхронизированная с аналогичной периодичностью солнечной активности (по данным  $\Delta^{14}\text{C}$ ). При этом при резкой смене атмосферной циркуляции на границе Суббореала и Субатлантики изменяется на противоположную фазировка вариаций солнечной активности и температуры в Северной Финляндии. Это, по-видимому, свидетельствует о смене меридионального типа атмосферной циркуляции в этом регионе, блокирующего приход циклонов в северо-восточную часть Европы на преобладающий долготный тип циркуляции в этом регионе.

*Работа была выполнена при поддержке РФФИ (проекты 03-04-48769 и 03-05-65063), ИНТАС (№ 03-51-4445 и 04-70-618), Программы РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля», а также NorFA Grant “Network for Dendroecological and Dendrochronological Research in Northern Europe”.*

### Литература

1. *Helama S., Lindholm M., Timonen M., Meriläinen J., Eronen M.* 2002. *Holocene* **12**. 681.
2. *Eronen M., Zetterberg P., Briffa K.R., Lindholm M., Meriläinen J., Timonen M.* 2002, *Holocene* **12**. 673.
3. *Stuiver M., Becker B.* 1993. *Radiocarbon* **35**. 35.
4. *Rimbu N., Lohmann G., Lorenz S.J., Kim J.H., Schneider R.R.* 2004. *Climate Dynamic* **23**. 215.
5. *Распопов О.М., Дергачев В.А.* 2003. В трудах VII Пулковской Международной Конференции по Физике Солнца «Климатические и экологические аспекты солнечной активности», ГАО РАН, Пулково, С.-Петербург 7-11 июля 2003 года, 389.
6. *Карнычев Ю.А.* *Водные ресурсы* **21**(4). 415
7. *Helama S., Lindholm M., Timonen M., Eronen M.* *Boreas* **33**. 250.

## **ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ВРАЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ**

**Тлатов А.Г.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН*

## **LONG-TERM VARIATION ROTATION OF THE SOLAR CORONA**

**Tlatov A.G.**

*Kislovodsk solar station of the Central Astronomical observatory*

### **Abstract**

*Daily observations of the coronal FeXIV emission lines at 530.3 nm are analyzed to study the rotational behavior of the solar corona as a function of latitude and time between 1939 and 2005. Variations of rotation rate of corona depend on a phase of 11-years cycle of activity. Waves of a variation of speed of rotation, as a rule, drift from high latitudes to equator. For allocation torsional waves sliding samples with an interval 2-4 years were used. At the same time longer periods of variations of speed the rotations allocated at the big intervals of averaging are observed. At increase in duration of sample till 8-12 years are allocated the ~22-years period of rotation. In odd cycles the low-latitude corona rotates more slowly, than even cycles of activity. The further increase in duration of sample shows, that fast rotation of a low-latitude corona was observed during an epoch of 1940-1950 and 1990-2000, and slow during 1960-1980 that it is possible to connect with 55-years period in variations of rotation of the Sun. Variations of rotation of a high-latitude corona are in an antiphase with rotation of an equatorial zone*

### **Введение**

Наблюдения спектральной короны в линии FeXIV ведутся с 1939 года. По сравнению с другими трассерами солнечной активности спектральная корона обладает тем преимуществом, что регистрируется на различных широтах от полюса до полюса, а также достаточно длительным периодом наблюдений. Первые исследования вращения выявили гораздо более жесткий характер ее вращения, чем вращение солнечных пятен и мелкомасштабных магнитных структур. Анализ скорости вращения короны по зеленой корональной линии FeXIV 5303Å для 20 и 21 циклов активности был выполнен в работах [1,2]. Было подтверждено более твердотельное вращение короны по сравнению с фотосферой, выделено несколько периодов вращения короны и показано изменение дифференциального вращения короны от минимума активности к максимуму.

В работе [3] была получена зависимость дифференциального вращения солнечной короны от широты и времени на основе обработки наблюдений интенсивности короны в линии FeXIV 5303Å с 1939 по 1992 год. Было выделено 5 зон быстрого и 5 зон медленного вращения по отноше-

нию к среднему дифференциальному вращению короны. Зоны медленного вращения возникают через 1-3 года после прохождения максимума цикла пятен и дрейфуют к экватору, достигая экватора в эпоху максимума следующего цикла пятен. Вариации вращения на высоких широтах, в целом находилось в противофазе с вращением вблизи экватора.

В 2003 году Альтрок [4] рассмотрел вращение короны  $5303\text{\AA}$  в период с 1976-2001 годов. В этой работе установлено, что в период минимума активности на высоких широтах скорость вращения замедляется, что приводит, в целом, к росту степени дифференциальности вращения короны.

Целью данного исследования являлось изучение вариаций вращения на периодах более длительных, чем 11-летний цикл активности.

### **Наблюдательные данные и методы обработки**

Исходными данными служили регулярные наблюдения короны в линии FeXIV  $5303\text{\AA}$  на Кисловодской Горной астрономической станции ГАО РАН в период с 1957 по 2004 год. Эти данные были дополнены наблюдениями короны, выполненными в разные годы в обсерваториях Ароза, Вендельштейн, Кенцельхое, Пик дю-Миди, Нориккура, Ломницкий Штит. Был создан непрерывный ряд интенсивности короны за период с 1946 по 2004 год. В период 1946-1956 годов в качестве ведущего ряда использовались данные наблюдений обсерватории Пик дю-Миди, приведенные к системе Кисловодска. В период с 1939 по 1945 год ряд был дополнен рядом Рыбанского [5]. Таким образом, сводный ряд короны охватывал 65 лет с 1939 по 2004 годы. Приведение данных наблюдений разных обсерваторий к одной системе подробно описано в статьях [6,7]. Временные ряды интенсивности зеленой короны были сформированы в 5-градусных интервалах по широте и 10 градусов по долготе. Учитывались данные восточного и западного лимбов Солнца. Периоды, когда наблюдения отсутствовали, данные интерполировались по соседним значениям. Для определения зависимости скорости вращения от времени анализ выполнялся в спектральных “окнах” различной ширины от 2 до 17 лет. Затем выборка сдвигалась на 1 месяц вдоль ряда. Основной период вращения определялся в интервале от 22 до 36 дней. Точность определения периода оценивалась по средневзвешенному значению от всех пиков мощности спектральной плотности. При определении спектра использовался кореллопериодограммный метод, но также применялись и другие методы спектрального анализа FFT, авторегрессионные и ковариационные [8].

### **Вариации скорости вращения**

#### ***Среднее дифференциальное вращение короны***

Средняя скорость вращения короны в зависимости от широты может быть представлена формулой (1), в которой коэффициенты  $a(t)$ ,  $b(t)$ ,  $c(t)$  зависят от времени



$$\omega(t, \theta) = a(t) + b(t) \sin^2(\theta) + c(t) \sin^4(\theta). \quad (1)$$

Значения коэффициентов находились методом наименьших квадратов. Средняя синодическая скорость вращения короны в линии 5303Å за период с 1939 по 2004 год может быть аппроксимирована формулой

$$\omega(\theta) = 13.14(\pm 0.09) - 0.51(\pm 0.18) \cdot \sin^2(\theta) - 0.72(\pm 0.25) \cdot \sin^4(\theta). \quad (2)$$

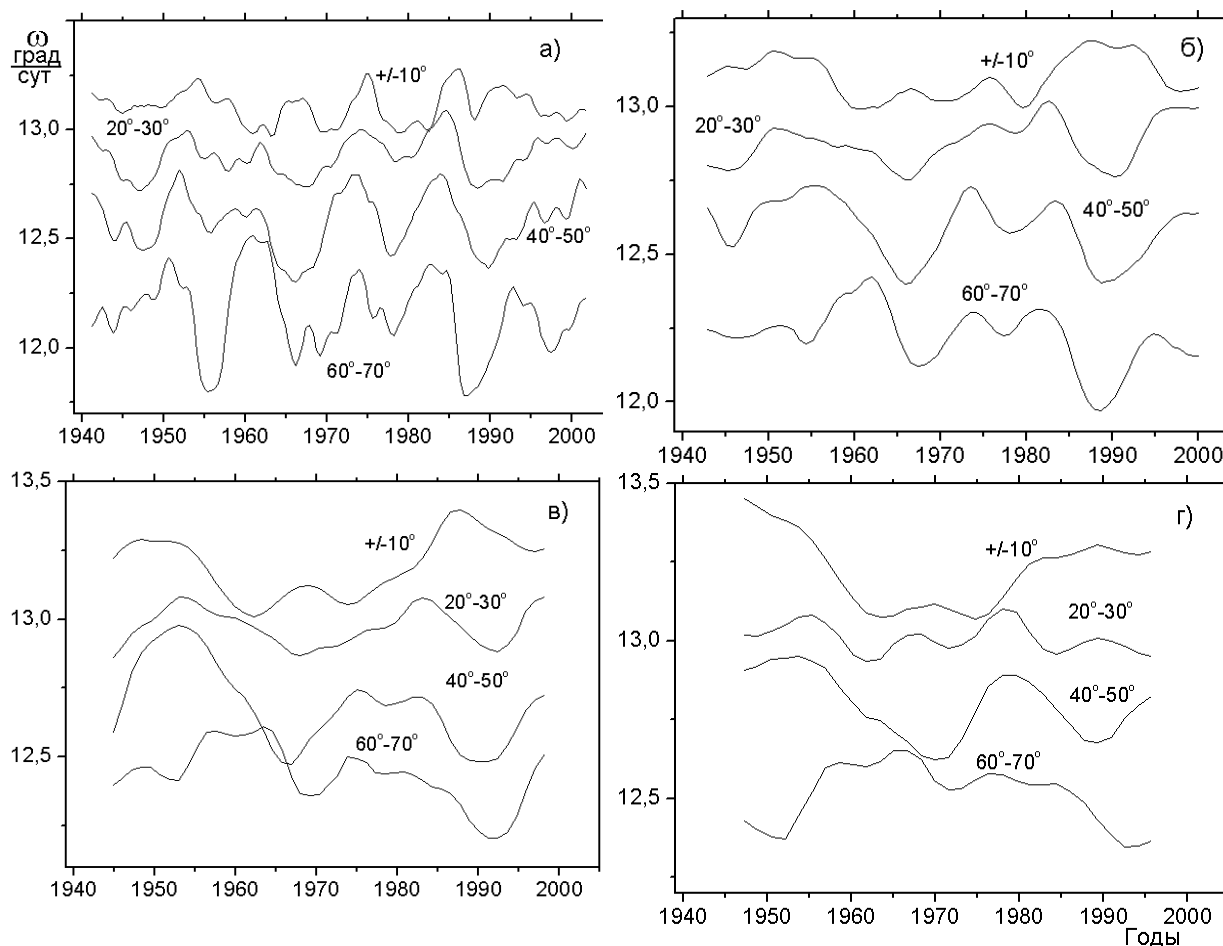
Относительно малая величина коэффициентов  $b$  и  $c$  характеризует значительную "твердость" вращения короны по сравнению с фотосферой и хромосферой. Величина  $b$  в (2) как характеристика среднеширотного вращения короны близка к величине, полученной ранее в работах [3,4,7]. Следует отметить более жесткое вращение короны на высоких широтах по сравнению с фотосферой.

Вместе с тем, в различные периоды наблюдений закон вращения короны изменялся. Коэффициент  $c$ , характеризующий вращение на высоких широтах, принимает как отрицательные, так и положительные значения. Это означает, что на широтах выше 60-70 градусов корона в отдельные периоды вращается быстрее, чем более низкоширотные области. Можно отметить, что в интервалы 1939-1960 год и 1980-2004 год низкоширотная корона вращалась на  $\sim 0.1^\circ$  быстрее, чем в эпоху 1960-1980 годов.

### ***Вариации скорости вращения короны***

Анализ вариаций скорости вращения короны в различные периоды наблюдений приводит к выводу о том, что скорость вращения имеет долговременные вариации. Для определения закона изменения скорости вращения от времени был применен метод вычисления скорости на интервалах времени различной длительности. При этом скорость вращения приписывалась моменту времени, соответствующему центру окна выборки. Далее проводилось смещение "окна" вдоль ряда, и тем самым определялась скорость в последующий момент времени. Ширина окна является важным параметром, позволяющим фильтровать гармоники вращения с различным временем существования. На рис. 1 представлены вариации скорости вращения для различных широтных зон и окон выборки. Вариации скорости северного и южного полушарий в соответствующих широтных зонах усреднены. Рис. 1а характеризует изменения периодов вращения для выборки с шириной окна 4 года. Можно отметить, что минимальная скорость вращения в приэкваториальной зоне ( $\pm 10^\circ$ ) приходилась на периоды 1950, 1960-1961, 1970, 1979-1980, 2000 г., т.е. на эпоху, близкую к максимуму активности солнечных пятен. Максимум скорости вращения, напротив, приходился на эпоху минимума активности. Возмущения скорости вращения на различных широтах имеют фазовый сдвиг. Однако, после 1960 года, возмущения скорости в основном распространяются от высоких широт к низким.

На рис. 1б, 1в, 1г представлены вариации скорости вращения для окон выборки размером 8, 12 и 17 лет. В целом можно отметить, что эпоха 1960-1980 гг. характеризовалась медленным вращением в приэкваториальной области и быстрым вращением на широтах выше  $60^\circ$ . С увеличением окна выборки до 8 лет и более вариации вращения короны на широтах  $60-70^\circ$  находятся в противофазе с низкоширотной короной.



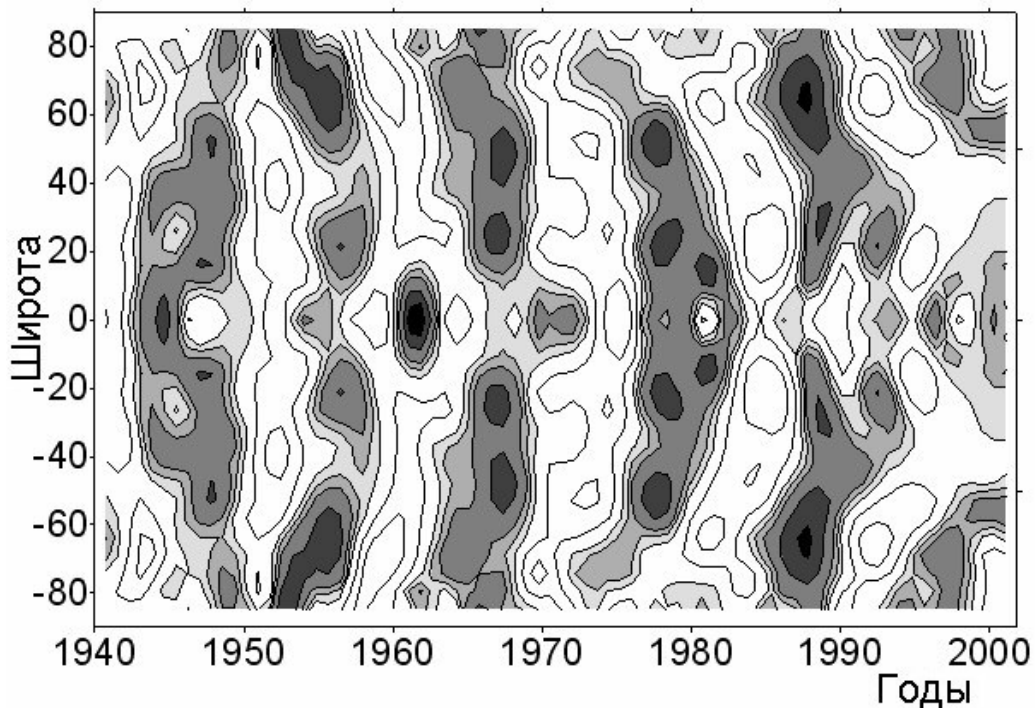
**Рис. 1.** Вариации скорости вращения короны в различных широтных зонах.

Скорость вращения северного и южного полушарий усреднена.

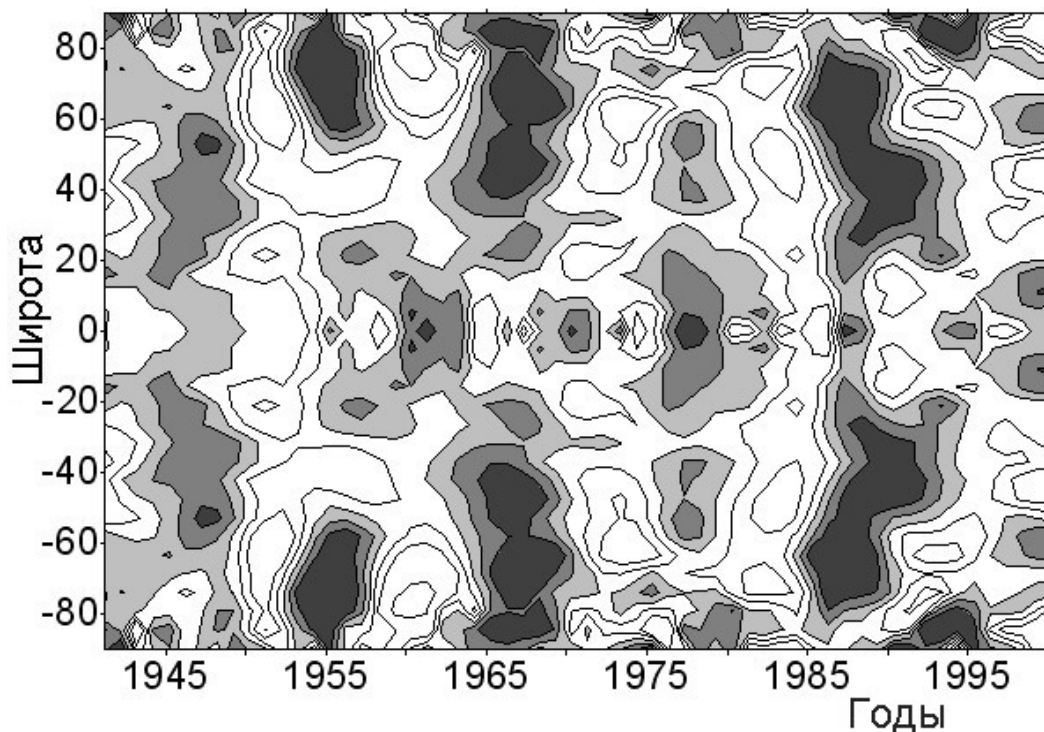
Использовались окна выборки различной ширины: а) 4 года; б) 8 лет; в) 12 лет; г) 17 лет.

### ***Широтной дрейф волн возмущений скорости вращения***

Широтно-временные аномалии вращения короны определяются посредством вычитания средней скорости дифференциального вращения на данной широте. На рис. 2 представлена широтно-временная диаграмма волн вариаций скорости вращения усредненных по полушариям. Здесь вычисления проводились в окнах интервалом 4.5 года. Для поиска скорости вращения здесь использовался кореллопериодограммный метод. Можно отметить, что скорость дрейфа волн к экватору различается в разных циклах активности. В эпоху 1940-1950 гг. волна замедления вращения присутствовала на всех широтах практически одновременно. Это соответствует результатам работы [3].



**Рис. 2.** Широтно-временная диаграмма отклонения скорости вращения от скользящего среднего, вычисляемого в интервале шириной 20 лет. Расчет проводился в окнах шириной 4.5 года. Линии уровня проведены через 0.1 град./сутки. Области медленного вращения затемнены.

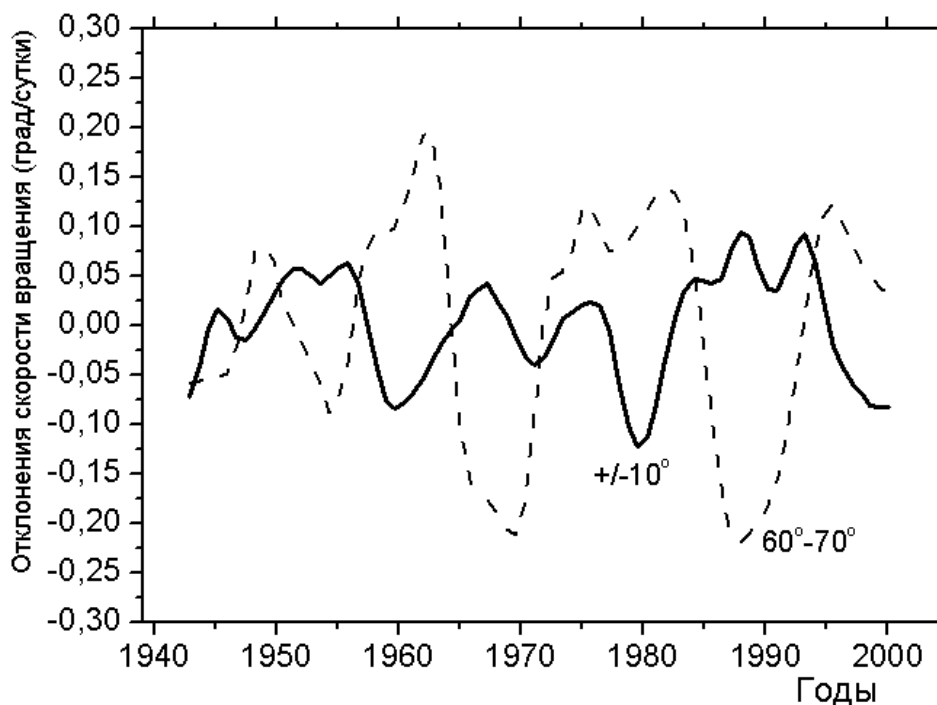


**Рис. 3.** Широтно-временная диаграмма отклонения скорости вращения от скользящего среднего, вычисляемого в интервале 30 лет. Расчет проводился в окнах шириной 8 года. Линии уровня проведены через 0.5 град./сутки. Области медленного вращения затемнены.

Увеличение ширины окна выборки позволяет выявить вариации вращения большей периодичности. Так на рис. 3 представлена широтно-временная диаграмма, вычисленная для окон с интервалом 8 лет. При получении диаграммы отклонений скорости вращения вычиталось среднее значения, рассчитанные за 30 лет. Можно отметить, что существует 11-летняя модуляция скорости вращения. Вместе с тем в низкоширотной зоне  $\pm 20^\circ$  в 1960, 1980, 2000 годы замедление имеет наибольшую амплитуду. Этот результат совпадает с данными, полученными по вращению крупномасштабных магнитных полей [9,10]. На высоких широтах более заметное замедление скорости вращения происходило вблизи 1967, 1987 годах.

### Обсуждение

Замедление скорости вращения короны на низких и средних широтах происходит в эпоху максимума активности (см. рис 2.а). Вместе с тем, предположение, что замедление скорости вращения обусловлено всплытием сильных магнитных полей, по-видимому, не объясняет все полноту картины. Так, на высоких широтах волны замедления существует в эпоху минимума активности. В это время сильные магнитные поля там не присутствуют. Также наблюдается дрейф 11-летних крутильных волн от высоких широт к экватору. Возможно, волны замедления связаны с волной генерацией нового магнитного поля, распространяющейся у основания конвективной зоны в направлении к экватору.



**Рис.4.** Отклонение скорости вращения от среднего значения, вычисленного в скользящем окне шириной 30 лет на низких широтах ( $\pm 10^\circ$ ) (сплошная линия) и на высоких широтах ( $60-70^\circ$ ) среднее значение по северному и южному полушариям (пунктирная линия). Вычисления проводились для скользящих окон шириной 12 лет.

Другим результатом, полученным в данном анализе, было выделение вариаций вращения с более длительными периодами. Анализ результатов скорости вращения в окнах с длительностью 8 лет и более показывает возможность существования 22-летних колебаний (см. рис. 2б и рис. 4). Более наглядно эти вариации можно выделить, проведя вычитание скользящего среднего на каждой широте. На рис. 4 представлены отклонения скорости вращения для низкоширотной и высокоширотной зоны. Хорошо заметна ~22-летняя модуляция вариаций скорости вращения. При этом экватор вращался медленнее максимумы нечетных циклов активности (19, 21, 23), по сравнению с четными циклами (18, 20, 22). Такая же закономерность была установлена для вращения крупномасштабных магнитных полей [10,11]. Однако корональные данные позволили уточнить эту картину, анализом вращения на высоких широтах. Как видно из диаграмм на рис. 5 и 6 вращение на высоких широтах находится в противофазе с вращением на низких широтах. Причем амплитуда вариаций на высоких широтах выше, чем у экватора. Возможность перераспределение углового момента характерными вращения с периодами ~15-20 лет и ~55 лет обсуждалась ранее в работе [12]. Данный анализ дает возможность более детально рассмотреть данный механизм и его связь с долговременными вариациями активности, привлекая данные по вращению на высоких широтах.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 03-02-16091.

### Литература

1. *Тягун Н.Ф.*//Солнечные магнитные поля и корона. Новосибирск. Наука. 1989. С.341.
2. *Рушин В., Зверко Ю.*//Солнечные магнитные поля и корона. Новосибирск. 1989. Наука. С.350.
3. *Макаров В.И., Тлатов А.Г.* // Астроном.Журн. 1997.т.72.N.5 с. 749-752.
4. *Altrock R. C.*//Solar Phys., 2003, v. 213, p. 23-37
5. *Rybanský M., Rušín V.* //Contrib. Astron. Obs. Scanlnatè Pleso, v.24, p.139, 1994.
6. *Gnevyshev M.N.* //Solar Phys.1967. V.2. P.108.
7. *Тлатов А.Г.*// Астроном.Журн. 1997. т.74.N.4 с. 621-624.
8. *Марпл-мл. С.Л., Цифровой спектральный анализ и его приложения.* Москва: Мир, 1990.
9. *Обридко В.Н., Шельтинг Б.Д.*// Астрон. журн. 2000. т.77. с.303.
10. *Тлатов А.Г., Макаров В.И.* // Изв.ГАО, 2004 (в печати).

11. *Vasil'eva, V. V.; Makarov, V. I.; Tlatov, A. G.* // Astr.Let, 2002, v.28, p.199
12. *Yoshimura H., Kambry M.A.* // Sol.Phys., 1993, v. 148, p.11.

## **ИНДЕКСЫ ЭПОХИ МИНИМУМА АКТИВНОСТИ СОЛНЦА**

**Тлатов А.Г.<sup>1</sup>, Макаров В.И.<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup>*Главная астрономическая обсерватория РАН*

## **INDICES OF SOLAR ACTIVITY IN MINIMUM OF SUNSPOT CYCLES**

**Tlatov A.G.<sup>1</sup>, Makarov V.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory*

### **Abstract**

*New indices of the large-scale magnetic field of the Sun  $A(t)$ ,  $L(t)$ ,  $K(t)$ ,  $R(t)$  and  $S_K(t)$  were obtained on the basis  $H\alpha$  synoptic charts for 1905–2003, the  $K$ -CaII observational data of solar disk for 1907–1995 and observations of the Sun at the Kislovodsk Solar Station in 1950–2004. Index  $L(t)$  is general length of magnetic neutral lines on the  $H\alpha$  synoptic chart. It describes the general topology pattern of background magnetic field. Index  $K(t)$  characterizes the complexity of topology pattern of general magnetic field of the Sun. It is determined by inverse number of crossing neutral lines with meridian net on  $H\alpha$  chart. Index  $R(t)$  determines the correlation factor of polarity of the magnetic field in latitude zones  $\pm 40^\circ$ . At present it shows low value  $R(t)$  that corresponds to Wolf number 70  $\pm 10$  in the maximum of the next sunspot cycle 24. Index  $A(t)$  is a sum of squares of dipole and octopole magnetic moments, that characterizes the latitude-time distribution of global magnetic field of the Sun. The area of  $K$ -CaII bright points at the high latitudes is  $S_K(t)$  that precedes the sunspots and shifted in 5.5 years as regards to  $W(t)$ . Thus, we show that the 11-year cycles of  $A(t)$ ,  $L(t)$ ,  $K(t)$ ,  $R(t)$  and  $S_K(t)$  have priority development as regards to the Wolf number cycles for 5 - 6 years. Index of solar activity  $A_{PZ}$  was introduced to determine the polar zone area occupied by the magnetic field of one sign in minimum activity. Index of solar rotation  $SSPM(t)$  was introduced to determine the presence or absence of sector structures of the magnetic field. It was found that an index  $SSPM(t)$  precedes as regards to the sunspot cycles,  $W(t)$ , in 5 - 6 years during 1904-2000.*

### **Введение**

Эпоха минимума активности Солнца является важным периодом цикличности. Солнечная атмосфера в этот период слабо возмущена эрупцией активных областей. Общее магнитное поле Солнца определяется крупномасштабными структурами. Северное и южное полушария Солнца имеют магнитные поля разной полярности. Интенсивность полярного магнитного поля существенно выше, чем на средних и низких широтах. На высоких широтах максимум цикла полярных факелов. Структура солнечной короны характеризуется большими шлемовидными лучами вблизи экватора. В полярных областях в короне видны тонкие полярные лучи, наклон которых связан с наклоном магнитных силовых линий. Таким образом, в эпоху ми-

нимума активности отчетливо проявляются свойства глобального магнитного поля Солнца. Однако в настоящее время нет общепризнанных индексов, характеризующих состояние солнечной атмосферы в этот период, так как имеющиеся индексы характеризуют наличие активности солнечных пятен или их производных. Большинство индексов связаны с солнечными пятнами и не характеризуют общее состояние атмосферы от полюса до полюса. Во-вторых, конфигурация крупномасштабных полей эпохи минимума активности существенно отличается от биполярных магнитных структур, связанных с солнечными пятнами. На высоких широтах в эпоху минимума наблюдается усиление активности, в то же время индексы полярной активности изучены не достаточно полно.

В данной работе предложен ряд новых индексов, характеризующих состояние солнечной атмосферы в этот период. Часть этих индексов получена из синоптических H-альфа карт [1,6,8]. Другие были получены при исследовании ярких кальциевых точек на высоких широтах и вариации скорости вращения секторной структуры магнитного поля.

## **1. Индексы глобального магнитного поля**

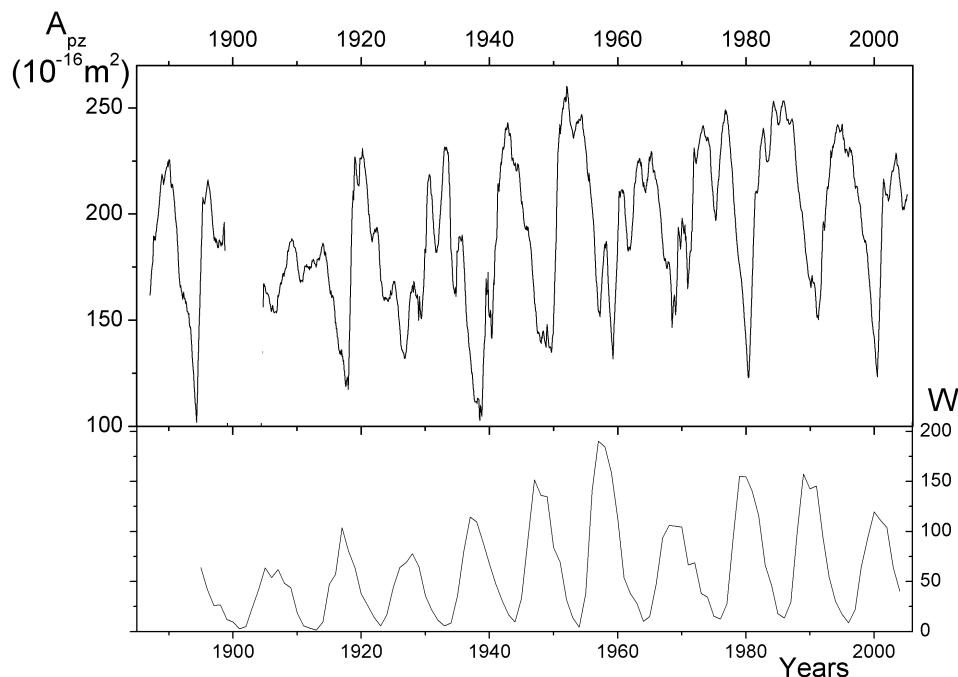
Долговременные вариации крупномасштабного магнитного поля на различных широтах могут быть изучены по синоптическим H-альфа картам, на которых представлены линии раздела полярности магнитного поля. В качестве трассеров нейтральных линий используются наблюдения волокон, каналов волокон и протуберанцев. В отличие от магнитографических наблюдений, пространственное разрешение которых постоянно увеличивается с совершенствованием методов, на H-альфа картах существует предел пространственной детализации области занятой той или иной полярностью магнитного поля. В настоящее время ряд H-альфа карт охватывает период с 1887 года по настоящее время, и соизмерим с длиной ряда положения групп солнечных пятен.

### ***1.1. Площадь высокоширотных униполярных областей $Arz$***

В минимуме активности полюса Солнца имеют магнитные поля различной полярности. Вблизи полюсов существуют обширные униполярные области, на фоне которых могут существовать корональные дыры. Площадь высокоширотных униполярных областей может быть вычислена по данным  $H\alpha$  карт. На рис. 1 представлен индекс площади униполярных областей на широтах выше  $35^\circ Arz$ , выраженный в единицах площади  $10^{16} \text{ м}^2$ . Локальные максимумы индекса  $Arz$  приходятся на эпоху минимума активности. Наибольшая площадь униполярных областей наблюдалась в минимуме перед 19-м циклом. Коэффициент корреляции между индексом, сглаженным с окном 1 год и среднегодовыми числами Вольфа  $W$ , составляет  $r \sim 0.78$  при опережении индекса  $Arz$  на 5 лет. Регрессия между ин-



дексом  $Arz$  и числами Вольфа:  $W = 1.02 * Arz(t+5) - 108.9$ . Амплитуду 24-го цикла можно оценить около 100 единиц чисел Вольфа.



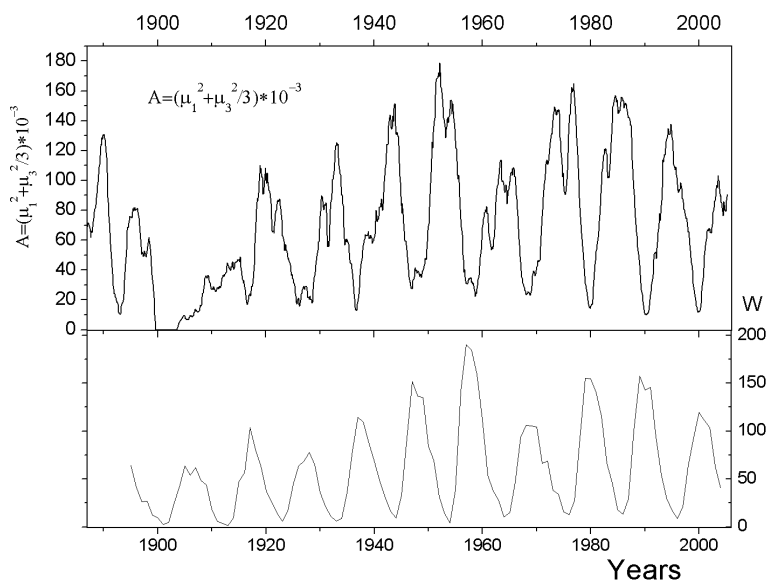
**Рис. 1.** (Вверху) Индекс площади униполярных областей  $Arz$ , полученный по Н-альфа картам в период 1887-2003 гг. (Внизу) Среднегодовые значения чисел Вольфа  $W$ .

### 1.2. Диполь-октупольный индекс крупномасштабного поля $A(t)$

Поверхностное магнитное поле можно представить в виде функции от координат широты  $\theta$  и долготы  $\varphi$ , используя разложения по сферическим гармоникам. Низкие моды разложения могут быть использованы для анализа глобального магнитного поля. В работе [2] было предложен диполь-октупольный индекс  $A = \mu_1^2 + \mu_3^2 / 3$ . Индекс  $A(t)$  демонстрирует 11-летние циклы активности и по отношению к 11-летним кривым чисел Вольфа  $W(t)$  наблюдается фазовое смещение  $A(t)$  в среднем на 5–6 лет, рис.2. Параметр  $A(t)$  включает только дипольную и октупольную составляющую фонового магнитного поля, т.е. моды  $L = 1$  и  $3$ . Четные моды  $L = 2, 4$  и моды высших порядков имеют меньшие интенсивности.

Смещение  $A(t)$  по отношению к  $W(t)$  примерно на 5.5 лет можно использовать как прогностический индекс максимального числа Вольфа  $W(t)$ . Например, текущий цикл пятен 23 должен был быть, согласно правилу Гневнышева-Оля, выше цикла пятен 22. Однако, как видно на рис. 2, индекс  $A(23)$  для цикла 23 был значительно ниже, чем индекс  $A(22)$  для цикла 22. Поэтому, вопреки правилу Гневнышева-Оля, индекс чисел Вольфа  $W(23)$  для цикла пятен 23 был ниже  $W(22)$  цикла 22. Для текущего цикла 23 индекс  $A(t)$  в максимуме был равен 11.4, и это соответствовало числу Вольфа в максимуме активности,  $W(23)$ ,  $130 \pm 10$ . Эта величина соответствует наблюдениям. Кривая индекса 11-летнего цикла фонового магнитного поля  $A(24)$  в настоящее время еще не прошла максимума, поэтому прогноз

$W(24)$  является пока не корректным. Тем не менее, локальный максимум индекса  $A(24)$  соответствует числу Вольфа 85.



**Рис. 2.** (Вверху). 11-летние циклы фонового магнитного поля Солнца, выраженные индексом  $A(t)$ . Величина  $A(t)$  вычислена на основе дипольной и окткупольной компоненты на  $Na$  картах за 1887 – 2005 гг. (Внизу). Среднегодовые значения чисел Вольфа  $W$ .

### 1.3. Длина нейтральной линии $L(t)$ как индекс активности

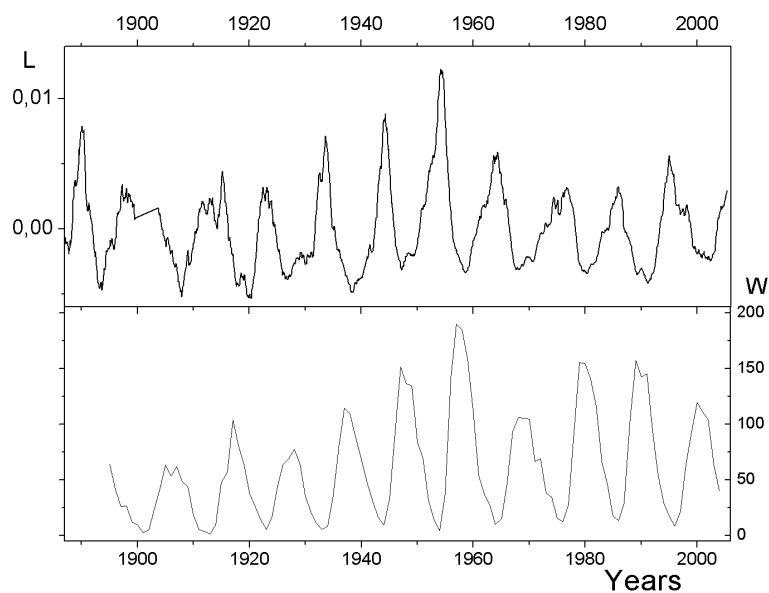
Имеется несколько морфологических характеристик для описания топологии магнитного поля Солнца. Одной из них является суммарная длина магнитных нейтральных линий  $l(t)$  на  $Na$  карте, которая была вычислена для 1887-2003 гг. Было показано, что величина  $l(t)$  изменяется с 11-летним циклом активности. Имелся тренд на протяжении 9 циклов, который увеличил ее в 1.3 раза с 1915 по 1999 гг. [3].

Для устранения тренда была введена новая величина или индекс активности фонового магнитного поля в виде

$$L(t) = l^1(t) - \langle l^1(t) \rangle,$$

который отражает 11-летнюю топологию магнитного поля Солнца, Рис.2. Сравнение с кривой чисел Вольфа  $W(t)$  показывает, что индекс  $L(t)$  изменяется в противофазе с  $W(t)$  и опережает циклы  $W(t)$  в среднем на 5.5 лет. Как видно на рис. 3, с усилением активности Солнца в 1887-1960 гг. наблюдается и увеличение индекса  $L(t)$  и затем резкое уменьшение перед 20 циклом. В дальнейшем в циклах 20, 21 и 22 хотя и имеется незначительное увеличение активности по числам Вольфа, индекс  $L(t)$  слабо реагирует на это увеличение.

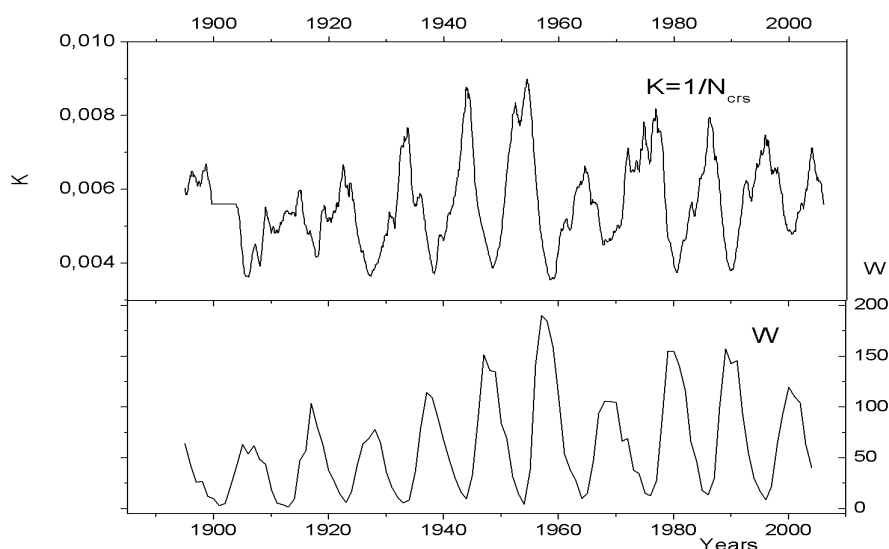
Новый индекс  $L(t)$  может быть использован для прогноза цикла активности пятен, так как максимальная величина  $L(t)$  наблюдается перед наиболее высоким циклом пятен. На 05.2005 индекс  $L(t)$  позволяет оценить максимум 24-го цикла активности в 85 единиц.



**Рис. 3.** (Вверху). Циклические изменения индекса  $L(t) = \Gamma^1(t) - \langle \Gamma^1(t) \rangle$  согласно  $N\alpha$  картам за 1887–2005 гг. Имеется связь между  $W(t)$  и максимумом индекса  $L(t)$ . (Внизу). Цикл чисел Вольфа,  $W(t)$ .

#### 1.4. Индекс сложности синоптических карт $K(t)$

Можно ввести другую характеристику топологической структурности  $N\alpha$  карт, как число пересечений магнитных нейтральных линий с гелиографической долготой. На  $N\alpha$  картах даны координаты пересечений меридианов с нейтральными линиями магнитного поля. Образованы ряды которые состоят из координат, взятых через  $10^\circ$  долготный интервал для каждого оборота. Число пересечений меридианов с нейтральными линиями магнитного поля  $N_{CRS}$  характеризует сложность топологической картины фонового магнитного поля Солнца и показывает характерные размеры образований униполярных областей. Введем параметр, равный обратному числу пересечений  $K = 1/N_{CRS}$ . В периоды минимума активности степень сложности  $N\alpha$  синоптических карт, а значит и фонового магнитного поля меньше, чем в периоды максимума активности. Поэтому индекс  $K = 1/N_{CRS}$  в минимуме солнечного цикла достигает максимума. Следует заметить, что индекс  $K = 1/N_{CRS}$  связан с изменением долготы или временным интервалом  $\Delta t = 0.03666$ . На рис.4 (верхняя кривая) показано поведение индекса  $K(t) = 1/N_{CRS}(t)$  за время 1887-2003 гг. Этот индекс сравнивается с временным ходом среднегодовых чисел Вольфа (нижняя кривая) в этот же период. Перед высокими циклами чисел Вольфа  $W(t)$  индекс  $K(t)$  больше, чем перед циклами с меньшей интенсивностью. Согласно рис. 4 видно, что  $K(t) = 1/N_{CRS}(t)$  опережает  $W(t)$  примерно на 5.5 лет. Поэтому индекс  $K(t) = 1/N_{CRS}(t)$  может применяться в прогностических целях. Амплитуду 24-го цикла активности можно оценить как 104 единицы чисел Вольфа.

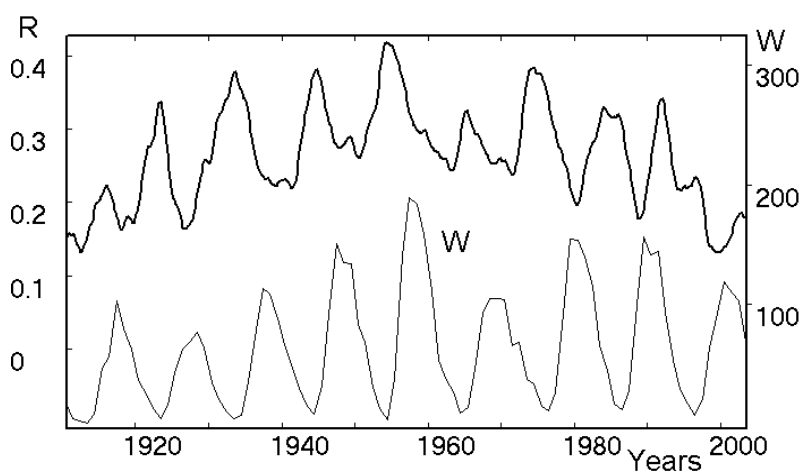


**Рис. 4.** (Вверху). Топологический индекс  $K(t) = 1/N_{\text{CRS}}(t)$  или обратное число пересечений магнитных нейтральных линий на  $H_{\alpha}$  карте с  $10^{\circ}$  меридианной сеткой, умноженный на 100. (Внизу). Среднегодовые числа Вольфа,  $W(t)$ .

### **1.5. Корреляция полярности крупномасштабного поля северного и южного полушарий $R(t)$**

Синоптические  $H_{\alpha}$  карты несут информацию о знаке фонового магнитного поля. Полярные области имеют знак фонового магнитного поля, соответствующий полярности глобального дипольного поля Солнца. В среднеширотной области встречаются поля различных знаков. Но при этом в области одинаковых долгот, фоновое поле северного и южного полушарий имеет одинаковую или противоположную полярности.

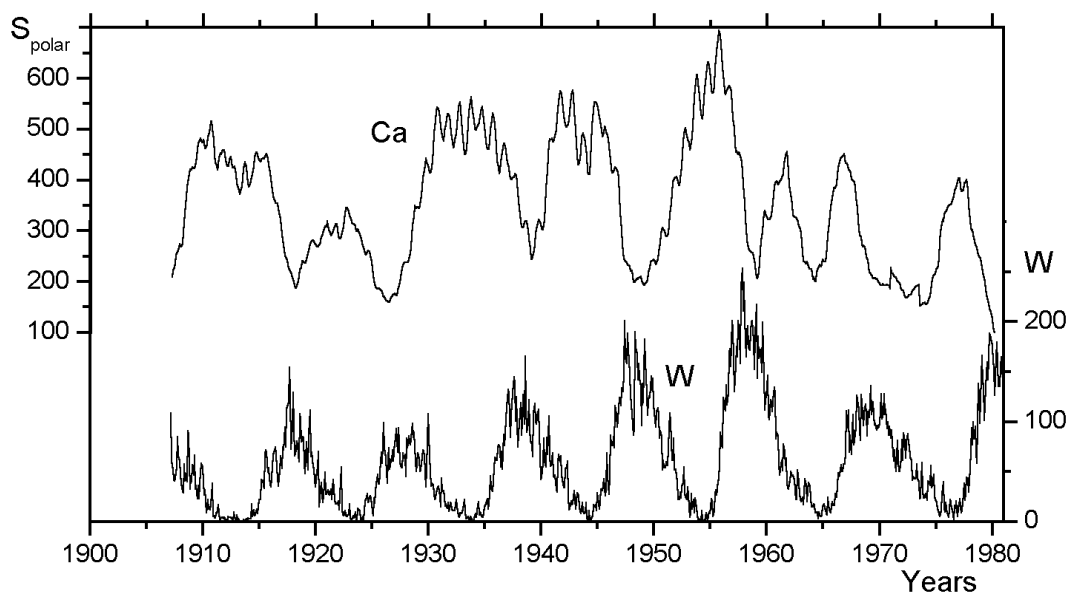
Можно ввести величину средней полярности магнитного поля,  $P(t)$ , усредненную в широтном  $\pm 40^{\circ}$  и в  $10^{\circ}$  долготном интервалах. Положение центрального меридиана в кэррингтоновских координатах однозначно связано со временем оборота Солнца. Поэтому полученные ряды для северного и южного полушарий являются функцией времени  $P_N(t)$ ,  $P_S(t)$ , для которых был выполнен корреляционный анализ за 1905-2003 гг. Индекс корреляции  $R(t)$  вычислялся в спектральном окне шириной около года. Затем окно смещалось вдоль ряда и вычисления повторялись. Оказалось, что индекс корреляции  $R(t)$  имеет положительную величину. Это значит, что полярности крупномасштабных магнитных полей в среднеширотной зоне  $\pm 40^{\circ}$  северного и южного полушарий имеют преимущественно одинаковые знаки. Наибольшее значение корреляции было найдено в периоды минимума активности. На рис. 5 показано поведение индекса  $R(t)$  за 1905-2003 гг. В эпоху минимума перед солнечными циклами пятен большой мощности, индекс корреляции  $R(t)$  достигал наибольших значений. Это отчетливо проявляется и на вековом цикле. Максимум индекса  $R(t)$  наблюдается в эпоху перед наиболее интенсивным 19-м циклом активности Солнца.



**Рис. 5.** (Вверху): 11-летние циклы индекса корреляции  $R(t)$  полярности фоновых магнитных полей северного и южного полушарий, вычисленных в среднеширотной зоне  $\pm 40^\circ$  и взятых через  $10^\circ$  интервал по долготе за период 1905-2003 гг. (Внизу): 11-летние циклы чисел Вольфа,  $W(t)$ .

## 2. Индекс числа ярких полярных точек в линии К-СаII

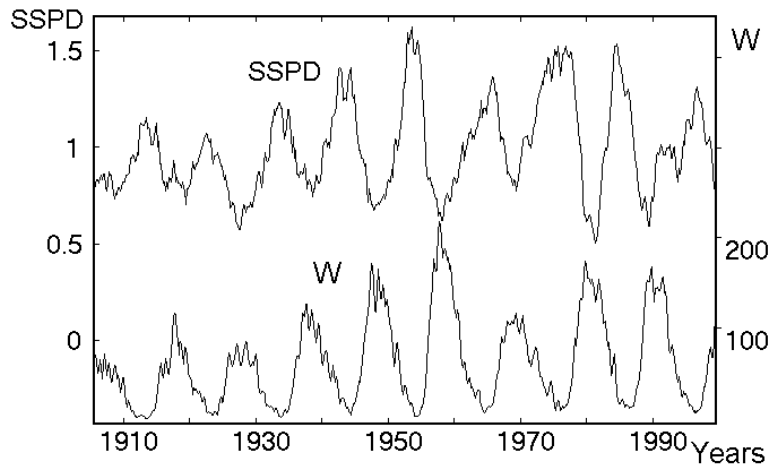
Обработаны ежедневные К-СаII спектрогелиограммы полного диска Солнца, используя фотографический архив обсерватории Кодайканал (Индия) за 1907-1995 гг. Показано, что 11-летние циклы К-СаII индекса на широтах появления пятен совпадают с циклами чисел Вольфа и радиопотока на волне 10.7 см. [4]. С другой стороны, К-СаII яркие области на высоких широтах образуют полярные циклы между эпохами смены знака магнитного поля. Результаты обработки показаны на Рис. 6. Мы нашли, что полярные циклы площадей К-СаII ярких точек на высоких широтах,  $S_K$ , предшествуют в среднем на 5-6 лет 11-летним циклам чисел Вольфа.



**Рис. 6.** (Вверху): Циклы площадей К-СаII ярких точек на широтах выше  $70^\circ$  северного полушария. (Внизу): Циклы чисел Вольфа  $W(t)$  за 1907-1980.

### 3. Мощность секторной структуры крупномасштабного магнитного поля

Введен индекс вращения **SSPD(t)** [7], который определяется суммой спектральной плотности мощности секторной структуры магнитного поля. Индекс  $SSPD = \sum(a^* a + v^* v)$  есть суммарная мощность всех пиков или их огибающих на спектре выбранного интервала периодов и, который, очевидно, отражает наличие или отсутствие различных типов секторной структуры магнитного поля. На рис. 7 показаны 11-летние циклы этого параметра для суммы четырех и шести-секторной структур. Сравнение индекса **SSPD(t)** с индексом чисел Вольфа **W(t)** с 1904 по 2000 год показало, что 11-летние циклы активности секторной структуры магнитного поля **SSPD(t)** смещены на 5-6 лет и предшествуют по амплитуде и по фазе 11-летним циклам чисел Вольфа.



**Рис. 7.** (Верхняя кривая). 11-летние циклы индекса вращения Солнца SSPM(t) или суммы спектральной плотности мощности вращения секторной структуры. (Нижняя кривая). 11-летние циклы чисел Вольфа W(t) в период 1904-2000.

#### Литература

1. **Makarov V.I. and Sivaraman K.R.** Evolution of latitude zonal structure of the large-scale magnetic field in solar cycle // *Solar Phys.* V.119. P. 35-44. 1989.
2. **Makarov V.I. and Tlatov A.G.** The Large-Scale Solar Magnetic Field and 11-Year Activity Cycles // *Astronomy Reports*, V. 44, pp. 759–764. 2000.
3. **Makarov V.I. and Tlatov A.G.** The neutral lines of large-scale magnetic field and sunspot cycle. // in A. P. Wilson (ed.) *Proc. SOHO 10/GONG Workshop-2000*. P. 111-114. 2000a.
4. **Makarov V.I., Tlatov A.G., Gupta S.S., Singh J. and Sivaraman K.R.** Polar activity cycles of the Sun in K-CaII line // *Solar Phys.* 2004 (in press).
5. **McIntosh, P.S.:** 1979, *Annotated Atlas of H-alpha Synoptic Charts*, NOAA, Boulder.
6. **Vasil'eva, V.V., Makarov, V.I. and Tlatov, A.G.** // *Pis'ma in Astron.Zh.* v. 28, P. 199. 2002.
7. **Vasil'eva, V.V.** "New cycle of activity of the Sun: observational and theoretical aspects". // *Proc. Conf. St.-Petersburg, Pulkovo*, 213. 1998.

*РАЗДЕЛ 3*

**КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРЫ  
НА СОЛНЦЕ  
И ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ  
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**





## **ДВА ТИПА ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ**

**Бадалян О.Г.**

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

## **TWO TYPES OF DIFFERENTIAL ROTATION OF THE SOLAR CORONA**

**Badalyan O.G.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave propa-  
gation, 142190 Troitsk, Moscow region, Russia*

### **Abstract**

*Differential rotation of the solar corona has been analyzed using the brightness measurements in the green coronal line Fe XIV 530.3 nm for the last six activity cycles. It is shown that the general rotation of the corona can be represented as a superposition of two modes, the slow and fast ones. The synodic period of the fast mode near the equator is about 27 days. This mode is weakly differential and is best pronounced in the descending branch of the cycle. The slow mode has a mean synodic period of 31 days and is only noticeable at high latitudes in the ascending branch. As a result of superposition of the two modes, the latitudinal dependence of the coronal rotation rate changes during a cycle. In the descending branch, the differentiability is weakly pronounced, the rotation of the corona being quasi-rigid. A noticeable differentiability appears in the ascending branch and, occasionally, at the maximum of the cycle. The characteristics of two principal types of the coronal differential rotation pattern have been determined for approximately the middles of the ascending and descending branches. The results obtained show that the structure of the velocity field in the convection zone must also change with the phase of the activity cycle. This conclusion can be verified by helioseismic methods.*

### **Введение**

Исследование дифференциального вращения Солнца является очень важной задачей астрофизики. Согласно современным представлениям, дифференциальное вращение является необходимым условием работы механизма динамо. Сведения о вращении Солнца важны для построения теорий, описывающих наблюдаемую эволюцию, временную изменчивость и периодичность солнечной активности. Законы вращения различных образований в солнечной атмосфере можно рассматривать как отражение скоростей вращения на определенных глубинах Солнца, где укоренены поля различных масштабов. Солнечная корона при этом отражает вращение наиболее глубоких подфотосферных слоев.

Гелиосейсмологические измерения дают картину угловой скорости вращения Солнца как функцию глубины и широты. Это помогает уточнить

механизмы возникновения тороидального магнитного поля и поддержания дифференциальности вращения на основе нелинейного взаимодействия процессов в конвективной зоне. Достигнуты определенные успехи в изучении механизмов возникновения дифференциального вращения [1], однако, точные количественные расчеты – это пока еще дело будущего. Сопоставление свойств вращения, найденных по различным образованиям на поверхности Солнца, с данными гелиосейсмологии может дать новый импульс в понимании этого сложного явления.

В настоящей работе изучаются характеристики вращения солнечной короны по данным об излучении зеленой корональной линии Fe XIV 530.3 нм. Рассматриваются циклические вариации широтно-временной зависимости периода вращения короны за 1939-2001 гг. Использовалась база данных, составленная Ю. Сикорой [2, 3].

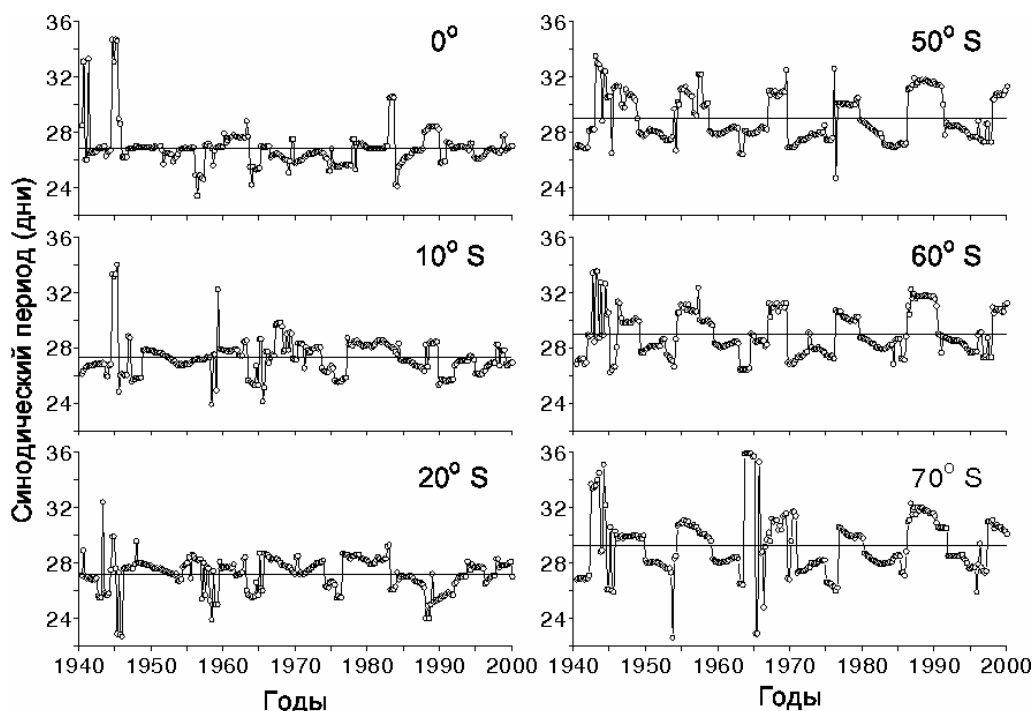
### **1. Широтно-временная зависимость вращения солнечной короны**

В [4, 5] для исследования вращения солнечной короны мы использовали спектрально–временной анализ, который представляет собой последовательное применение разложения в ряд Фурье по гармоническим функциям в перемещающемся временном окне. Амплитуда каждой из этих функций зависит от степени ее сходства с исходными данными, что позволяет выделить ту из них, период которой наиболее близок к «квазипериоду» исходного распределения. В [6] и в данной работе мы использовали несколько иной вариант этого метода – метод периодограмм, который позволяет получить более высокое разрешение по периодам. Во временном окне выбранной длины вычисляется коэффициент корреляции ряда ежедневных данных о яркости зеленой короны в выбранной широтной зоне с пробной гармонической функцией с периодом  $t$ . Если в данном окне имеются хорошо выраженные вариации с периодом  $T$ , то коэффициент корреляции имеет максимум при  $t = T$ . Далее это окно смещается на некоторый временной отрезок, и вся процедура повторяется. Полученные таким образом последовательности позволяют затем построить общую карту амплитуд в координатах время–период (двумерную периодограмму). Длина окна была принята равной 1095 дням (3 года), его смещение – 81 день.

Спектральный анализ проводился для каждой широты отдельно для всего временного интервала 1939-2001 гг. При широтном шаге в  $5^\circ$  можно построить 35 двумерных периодограмм, от  $0^\circ$  до  $\pm 85^\circ$ . Ввиду того, что для самых высоких широт определение скорости вращения короны получается с большой ошибкой, дальнейшее рассмотрение было ограничено широтами  $\pm 75^\circ$ .

Для определения периода вращения короны  $T$  в перемещающемся окне находился период, имеющий максимальное значение амплитуды (метод максимальных амплитуд – см. [6]). На рис. 1 приведены примеры распределения периодов с максимальными амплитудами для нескольких широт

южного полушария. Горизонтальные линии – это средние значения, которые можно считать периодами вращения короны на данной широте.



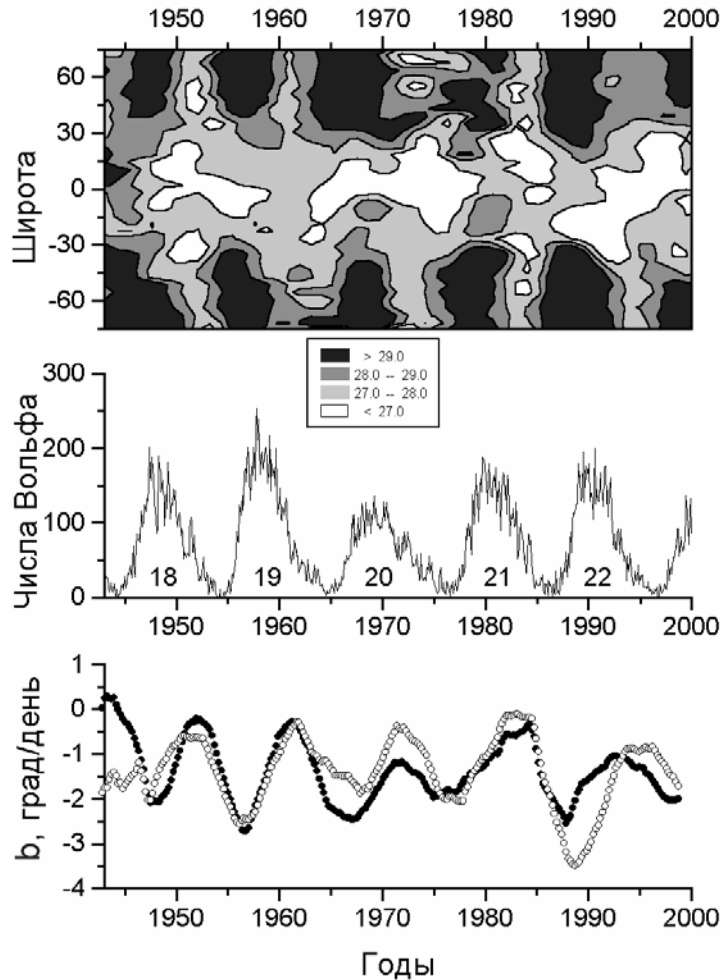
**Рис. 1.** Примеры распределения периодов с максимальными амплитудами для ряда широт южного полушария.

Рис. 1 показывает, что период вращения короны изменяется со временем. Это особенно отчетливо заметно на правых графиках рис. 1, относящихся к высоким широтам. По совокупности распределений для всех широт можно построить общую диаграмму распределения  $T$  в координатах широта–время. Ввиду того, что результаты определения периодов  $T$  «за шумлены» (на графиках рис. 1 видны точки, выпадающие из общей последовательности), для построения диаграммы широта–время применялась процедура фильтрации. Для этого для каждой широты северного и южного полушарий последовательность  $n$  значений периодов  $T$  разлагалась в ряд Фурье из  $n/2$  членов, а затем вычислялось обратное суммирование по некоторому меньшему числу гармоник. Ограничение числа гармоник при обратном суммировании позволяет отсечь шумовую составляющую. Мы суммировали 10 первых гармоник, отсекая тем самым гармоники с периодами колебаний меньше 6 лет [6]. Процедура фильтрации была выполнена для всех широт обоих полушарий.

Общая карта периодов  $T$  приведена вверху на рис. 2. На карте прослеживается циклическая зависимость периода  $T$ . Видно, что на ветви роста активности на высоких широтах период вращения увеличивается. Это означает, что во временные интервалы, близкие к максимумам активности, возрастает коэффициент дифференциальности вращения короны  $b$ , т.е. коэффициент при  $\sin^2 \varphi$  (где  $\varphi$  – гелиографическая широта) в формуле (1):

$$\omega = a + b \sin^2 \varphi \quad (1)$$

На ветви спада активности, наоборот, коэффициент дифференциальности уменьшается, скорость вращения короны на высоких широтах мало отличается от экваториальной, и общий характер вращения близок к твердотельному.



**Рис.2.** Широтно-временная карта периодов вращения короны (*вверху*). Наибольшие периоды (т.е., наименьшие угловые скорости) окрашены черным цветом, степень почернения уменьшается с уменьшением периода. В середине – среднемесячные числа Вольфа; указаны номера циклов активности. *Внизу* – временной ход коэффициента дифференциальности вращения короны для северного (черные кружки) и южного (белые кружки) полушарий.

Зависимость угловой скорости вращения  $\omega$  от широты и изменение этой зависимости со временем позволяет получить изменение со временем коэффициента  $b$  в формуле (1). Результаты приведены на нижнем графике рис. 2, отдельно для северного и южного полушарий. График показывает, что коэффициент  $b$  изменяется с циклом и эти изменения в северном, и южном полушариях происходят практически синхронно. Во всех циклах на фазе спада коэффициент  $b$  приближается к нулю, т.е. вращение короны становится близким к твердотельному. На фазе роста дифференциальное

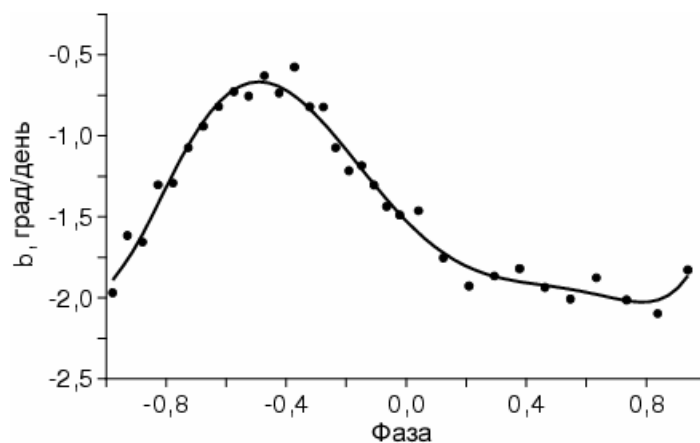
вращение короны становится наиболее выраженным, т.е. коэффициент  $b$  достигает наибольшей (отрицательной) величины.

На рис. 3 циклические изменения дифференциального вращения короны представлены в зависимости от фазы цикла, рассчитанной как

$$\Phi = (\tau - m) / (M - m) \quad (2)$$

Здесь  $\tau$  – текущий момент времени,  $M$  и  $m$  – моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла, соответственно. Согласно (2) в минимуме цикла фаза равна 0, положительна на возрастающей ветви цикла и отрицательна на убывающей ветви. На рис. 3 приведены значения  $b$ , усредненные по всем циклам и по северному и южному полушариям (подробнее см. в [6]).

Из рис. 2 и 3 следует, что наиболее близкое к твердотельному вращение появляется вблизи фазы  $\Phi = -0.5$ , на ветви спада активности, примерно за 3 года до минимума. Здесь квазитвердотельное вращение фиксируется достаточно надежно и во всех циклах соответствует примерно одному и тому же значению  $\Phi$ . Возникновение вращения с наибольшей дифференциальностью происходит на ветви роста активности (иногда захватывает максимум) и в среднем соответствует  $\Phi = +0.5$ , примерно за 1–1.5 года до максимума. В каждом отдельном цикле момент наиболее высокой дифференциальности определяется довольно точно, но положение момента максимальной дифференциальности на ветви роста несколько различно в разных циклах, и поэтому на рис. 3 получается нечто вроде плато высоких значений коэффициента  $b$ .



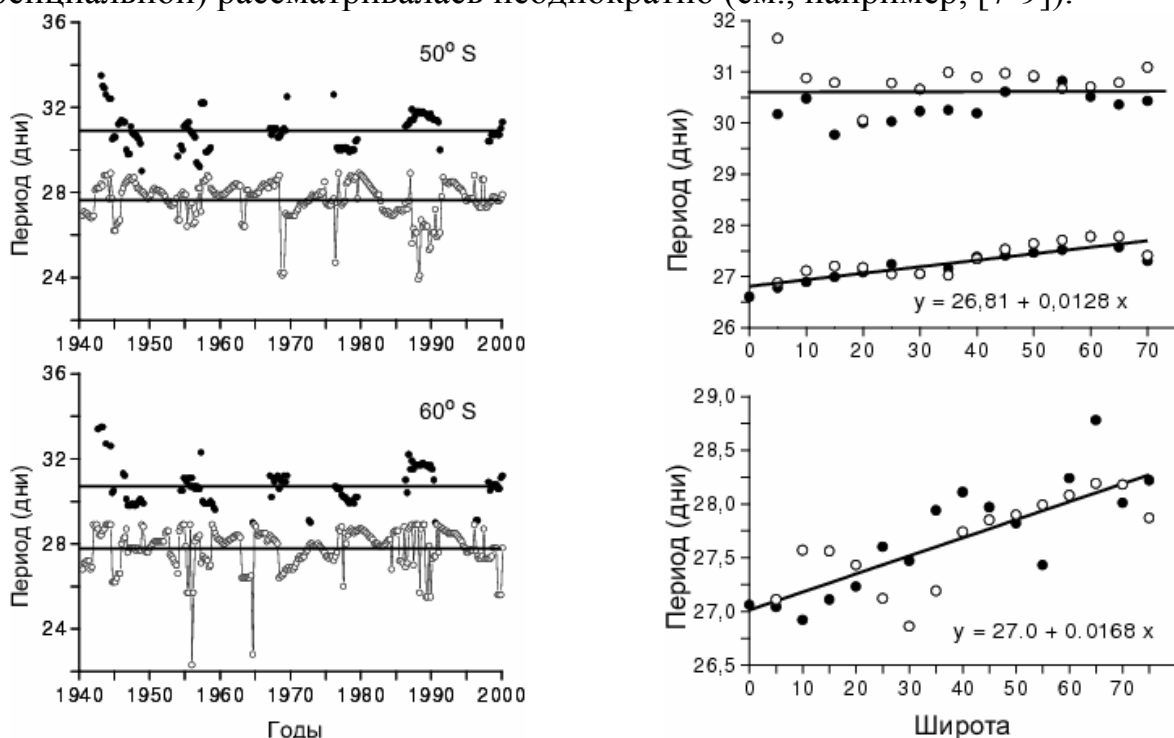
**Рис. 3.** Средний коэффициент дифференциальности вращения короны в зависимости от фазы цикла активности.

Итак, квазитвердотельное вращение короны на ветви спада активности постепенно сменяется вращением со все более выраженной дифференциальностью. Можно предположить, что на ветви роста на высоких широтах в короне возникают медленно движущиеся элементы, что и приводит к наблюдаемому увеличению периода  $T$  на этих широтах. Вероятно, в этом

отражаются циклические изменения дифференциального вращения тех слоев в конвективной зоне, с которыми связано крупномасштабное магнитное поле короны.

## 2. Две моды и два типа вращения солнечной короны

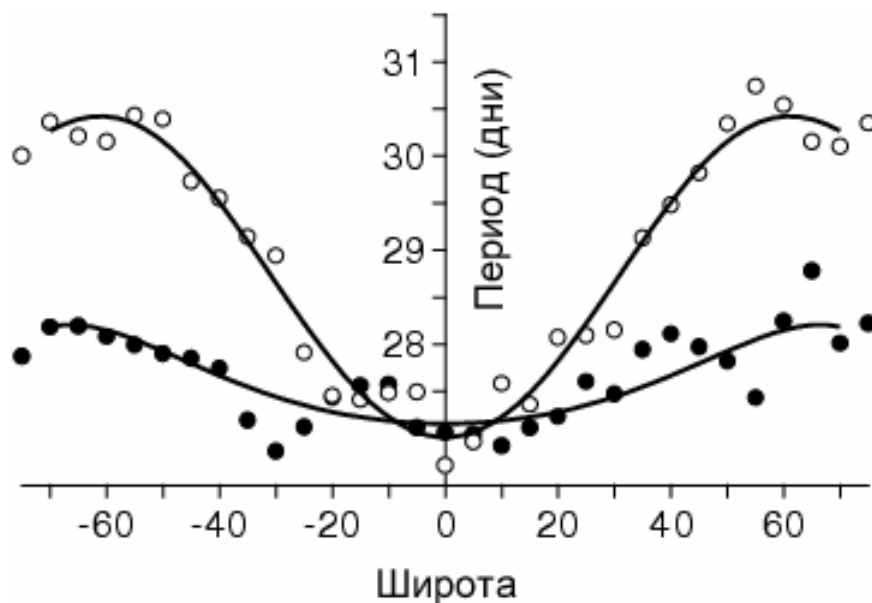
Многие детали, характеризующие изменение периода вращения короны с широтой и со временем, дают основания полагать, что наблюдаемое вращение короны является суперпозицией двух компонент, или двух мод (см. [4–6]). В частности, на рис. 1 можно видеть, что период  $T$  в определенные моменты времени как бы скачком переходит из одного квазистойчивого состояния в другое. Возможность одновременного сосуществования двух мод вращения Солнца (кваситвердотельной и слабо дифференциальной) рассматривалась неоднократно (см., например, [7-9]).



**Рис. 4.** Слева – примеры определения быстрой и медленной мод; горизонтальные линии показывают средние периоды. Справа вверху – изменение периодов для быстрой и медленной мод с широтой; внизу – периоды вращения на ветви спада активности.

Общая задача разложения вращения короны на две моды является неоднозначной. Поэтому для ее решения требуется ввести некоторые дополнительные условия. Здесь было принято, что линия раздела двух мод составляет 29 дней. Для быстрой моды в каждом окне находился максимальный период, но в области периодов, не превышающих 29 дней. Что же касается медленной моды, то поскольку она заметна лишь в определенные моменты времени, то ее период следует определять только для этих моментов. На рис. 4 (слева) приведены примеры такого определения быстрой и медленной мод для широт  $50^\circ$  и  $60^\circ$  южного полушария. Средние значения  $T$  для всех широт дают изменение быстрой и медленной мод с широтой.

той. Эти зависимости приведены на верхнем графике справа на рис. 4. Видно, что быстрая мода слабо дифференциальна (закон ее изменения с широтой написан на графике) и варьируется в пределах примерно от 27 до 28 дней. В [6] приведена карта распределения быстрой моды в координатах широта–время. Медленная мода заметна, с возможностью ее выделения, только в отдельные интервалы времени и, как правило, на высоких широтах. Определить ее дифференциальность затруднительно, поскольку она ограничена относительно узким интервалом широт. Ее средний период лежит в пределах 30.5–31.5 дней.



**Рис. 5.** Два типа дифференциального вращения солнечной короны – на ветви спада (черные кружки) и на ветви роста (белые кружки).

Итак, можно говорить о двух наблюдаемых типах вращения короны. Быстрая мода существует практически всегда, но имеет различный вклад в суммарное вращение короны в зависимости от широты и от времени. Наиболее отчетливо эта мода выражена в середине ветви спада активности, когда она существует как бы «в чистом виде». Если выделить только эти временные интервалы, то для них получается закон изменения периода с широтой, представленный на нижнем графике справа на рис. 4. Он очень близок к тому, что дает метод максимальных амплитуд для быстрой моды для всего ряда данных (верхний график справа на рис. 4). Таким образом, на фазе спада активности наблюдается первый, слабо дифференциальный тип вращения короны, представленный одной модой.

Медленная мода также может существовать всегда и тоже с разным вкладом. Но ее вклад наиболее значителен на ветви роста активности, тоже примерно в ее середине. Суперпозиция двух мод приводит к появлению наиболее выраженной дифференциальности вращения короны в эти временные интервалы. Возникает второй тип вращения короны. Средние для всех

циклов активности законы вращения в середине ветви спада (фаза  $\Phi$  изменяется от  $-0.3$  до  $-0.7$ ) и на ветви роста (фаза от  $+0.3$  до  $+0.8$ ) приведены на рис. 5.

Отметим, что возникновение медленно вращающихся областей на высоких широтах короны происходит в те временные интервалы, когда здесь исчезает связь яркости зеленой линии с магнитным полем [10]

### 3. Заключение

Сопоставление полученных нами скоростей вращения короны с данными гелиосейсмологии [11], выполненное в [4–6] показало следующее. Угловая сидерическая скорость быстрой моды соответствует частоте 460 нГц. Это значение совпадает со скоростью вращения Солнца на экваторе в подфотосферном слое вплоть до основания конвективной зоны. Угловая сидерическая скорость медленной моды, доминирующей на ветви роста в высоких широтах, соответствует частоте 405 нГц. Это скорость вращения Солнца вблизи поверхности на широтах  $\sim 50^\circ$ , или скорости на уровне  $0.8$  радиуса Солнца, практически не изменяющейся от полюса до широты  $50^\circ$ .

Эта модель получена в [11] для фазы роста 23-го цикла. В это время, согласно нашим выводам, существуют две моды вращения короны (второй тип вращения). Наши результаты указывают на то, что на ветви спада модель вращения в конвективной зоне должна быть иной, в ней должен быть выражен первый тип вращения с низкой дифференциальностью на всех широтах. Это может быть проверено методами гелиосейсмологии.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 05-02-16090.

### Литература

1. *Кичатинов Л.Л.*: Астрон. журн. 2004, **81**, 176.
2. *Sýkora J.*, Bull. Astron. Inst. Czechosl.: 1971, **22**, 12.
3. *Storini M., Sýkora J.*: Nuovo Cimento 1997, **20C**, 923.
4. *Badalyan O.G., Sýkora J.*: Adv. Space Res. 2004, submitted.
5. *Badalyan O.G., Sýkora J.*: Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso 2005, in press.
6. *Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Сикора Ю.*: Астрон. журн. 2005, в печати.
7. *Sýkora J.*: Solar Phys. 1971, **18**, 72.
8. *Antonucci E., Svalgaard L.*: Sol. Phys. 1974, **34**, 3.
9. *Mouradian Z., Vocchia R., Botton C.*: Astron. Astrophys. 2002, **394**, 1103.
10. *Бадалян О.Г., Обридко В.Н.*: Настоящий сборник.
11. *Schou J., Antia H.M., Basu S. et al.*: Astrophys. J. 1998, **505**, 390.



## **О ДВУХ ЗАКОНОМЕРНОСТЯХ СВЯЗИ ЯРКОСТИ ЗЕЛЕННОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ С МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ**

**Бадалян О.Г., Обридко В.Н.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
им. Н.В. Пушкина, 142190 Троицк, Московская обл., Россия*

## **ON TWO REGULARITIES IN THE RELATIONSHIP BETWEEN THE CORONAL GREEN-LINE BRIGHTNESS AND MAGNETIC FIELD**

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

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave propa-  
gation, 142190 Troitsk, Moscow region, Russia*

### **Abstract**

*A quantitative relationship has been investigated between the brightness of the coronal green line 530.5 nm and the strength of the magnetic field  $B$  and its components  $B_t$  and  $B_r$ . The cross-correlation of the corresponding synoptic charts was calculated for the period 1977-2001. The maps of distribution of the green-line brightness are based on observation data. The coronal magnetic field maps at 1.1 solar radii were calculated under potential approximation from photospheric data. The correlation coefficients calculated separately to the sunspot formation zone  $\pm 30^\circ$  and the zone  $40^\circ-70^\circ$  display a cyclic behaviour, their variations in the above-mentioned zones being antiphase. In the vicinity of the activity minimum, the coupling between the green line brightness  $I$  and the strength of the magnetic field and its components for two latitudinal zones under discussion can be represented by the power function of the type  $I \propto B^q$ . In the sunspot formation zone, the power index  $q$  is positive. Here, the green-line emission depends strongly on  $B_t$ , probably, owing to the existence of low arch structures. In the high-latitude zone, the power index is negative and is determined by  $B_r$ , which may be due to the dominating effect of large-scale magnetic fields. The results obtained must be taken into account in studying the problems associated with the corona heating.*

### **Введение**

Природа солнечной активности тесно связана с магнитными полями. Однако связь магнитных полей с активными процессами является сложной и пока еще не ясной. Для выяснения природы влияния магнитного поля на физические процессы в короне необходимы работы по количественной оценке связи индексов солнечной активности с магнитным полем. Таких работ пока еще мало (см., например, [1, 2]).

Свечение зеленой линии 530.3 нм Fe XIV характеризует уровень активности в короне Солнца. Областями наиболее яркого свечения зеленой линии являются плотные петли и скопления петель. Существование таких областей связано с корональными магнитными полями и с общей проблемой нагрева короны. Под влиянием магнитного поля образуются коро-

нальные структуры, различающиеся по физическим условиям в них. Увеличение плотности в петлях приводит к усилению свечения в них зеленой линии. В разреженных образованиях типа корональных дыр свечение зеленой линии ослаблено [3]. Магнитное поле, следовательно, может приводить как к увеличению, так и к ослаблению излучения в зеленой корональной линии. Сопоставление пространственно-временного распределения яркости зеленой линии с характеристиками магнитного поля является перспективным инструментом анализа солнечной активности и механизмов нагрева короны.

Нами в [4, 5] была начата работа по сопоставлению пространственного распределения яркости  $I$  зеленой корональной линии и напряженности магнитного поля  $B$ . Это исследование показало, что связь между  $B$  и  $I$  достаточно сложна и зависит от гелиошироты и фазы цикла. В данной работе продолжено детальное сопоставление яркости зеленой линии с магнитным полем в короне и его компонентами за период 1977–2001 гг.

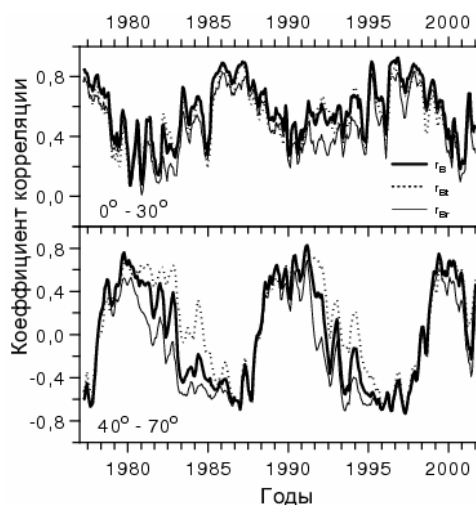
### **1. Корреляция яркости зеленой корональной линии с напряженностью магнитного поля и его компонентами**

Для исследования количественной связи между яркостью зеленой корональной линии с напряженностью магнитного поля в короне и его компонентами была вычислена кросс-корреляция соответствующих синоптических карт за период 1977-2001. Карты распределения яркости зеленой линии построены по данным наблюдений. Использовалась база данных, составленная Ю. Сикорой [6]. Интенсивности зеленой линии приведены к высоте 60" над лимбом. Расчеты напряженности магнитного поля в короне были проведены в потенциальном приближении по данным Wilcox Solar Observatory (полученным через Internet) с использованием широко известного метода, описанного в [7, 8]. Тангенциальная  $B_t$  и радиальная  $B_r$  компоненты магнитного поля, а также полная напряженность поля  $B$ , рассчитывались для расстояния 1.1 радиуса Солнца (что примерно соответствует данным по зеленой линии).

Для количественного выражения сходства каждой пары карт зеленой линии и напряженности магнитного поля вычислялись коэффициенты корреляции между этими параметрами для совокупности точек на синоптических картах (отдельно для низкоширотной зоны  $\pm 30^\circ$  и для зоны выше  $\pm 40^\circ$ , общее число сопоставляемых точек в каждой из этих зон около 400). Примеры сопоставления синоптических карт напряженности магнитного поля и яркости короны в зеленой линии можно видеть в [4, 9].

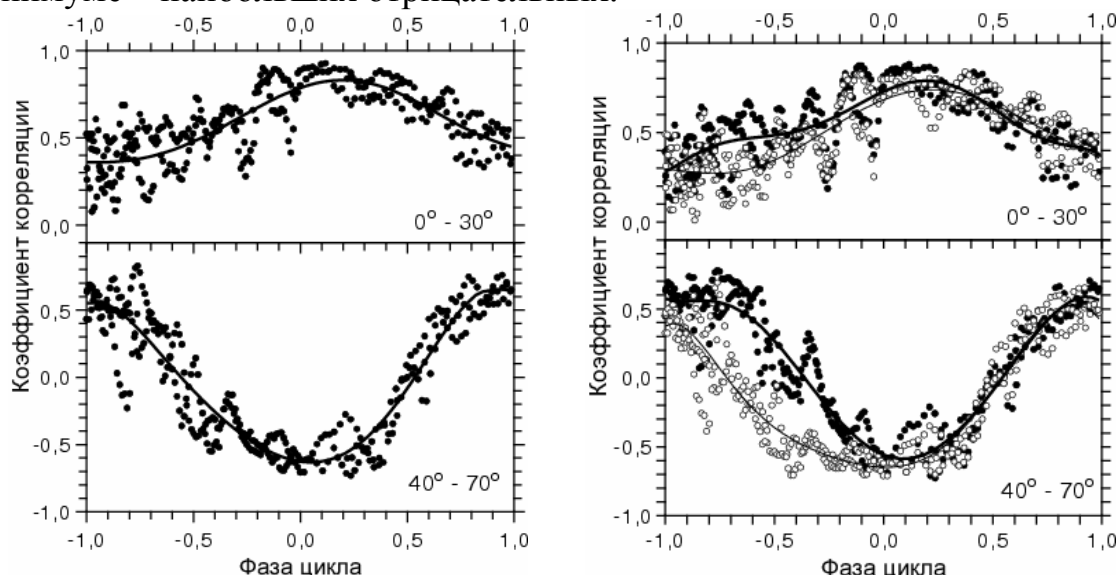
Детальное рассмотрение изменения коэффициента корреляции между картами распределения напряженности магнитного поля и яркости зеленой линии было проведено в [4, 5]. Выяснилось, что коэффициент корреляции  $r_B$ , вычисленный отдельно для зоны пятнообразования  $\pm 30^\circ$  и вне ее, имеет циклический ход, и его изменения в этих зонах происходят в противофазе.

В данной работе выполнено сопоставление яркости зеленой линии с компонентами магнитного поля.



**Рис. 1.** Коэффициенты корреляции яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля и его компонентами для двух широтных зон.

На рис. 1 приведены коэффициенты корреляции яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля  $r_B$  и его компонентами  $r_{Bt}$  и  $r_{Br}$  для двух широтных зон. Видно, что коэффициенты корреляции имеют выраженный циклический ход. В экваториальной зоне  $r_B$ ,  $r_{Bt}$  и  $r_{Br}$  всегда положительны, максимальны в минимуме цикла и уменьшаются в максимуме. В высокоширотной зоне эти коэффициенты знакопеременны; здесь в максимуме цикла они достигают наибольших положительных значений, а в минимуме – наибольших отрицательных.



**Рис. 2.** Слева – зависимость коэффициента корреляции  $r_B$  от фазы цикла активности в двух широтных зонах. Справа – коэффициенты  $r_{Bt}$  (черные кружки) и  $r_{Br}$  (белые кружки) в зависимости от фазы цикла активности.

На рис. 2 показаны зависимости обсуждаемых коэффициентов от фазы цикла. Фаза цикла  $\Phi$  рассчитана как

$$\Phi = (\tau - m) / (M - m) \quad (1)$$

Здесь  $\tau$  – текущий момент времени,  $M$  и  $m$  – моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла, соответственно. Согласно (1) фаза равна 0 в минимуме цикла активности, положительна на возрастающей ветви цикла и отрицательна на убывающей ветви.

Рис. 2 иллюстрирует изменение коэффициента  $r_B$  с фазой цикла для зоны пятнообразования  $\pm 30^\circ$  (левая верхняя панель) и для зоны выше  $40^\circ$  (левая нижняя панель). На правой панели рис. 2 показаны коэффициенты  $r_{Bt}$  и  $r_{Br}$ . Видно небольшое (но систематическое) различие  $r_{Bt}$  и  $r_{Br}$  на ветви спада активности (отрицательное значение фазы) в экваториальной зоне. В полярной же зоне это различие весьма значительно и достигает почти единицы.

На рис. 1 и 2 видна квазипериодическая высокочастотная компонента, которая накладывается на общий временной ход коэффициентов корреляции. Короткопериодические вариации, накладывающиеся на циклические изменения коэффициентов корреляции, в отдельных местах четко попадают друг на друга в разных циклах. Это свидетельствует об устойчивости фазы короткопериодических колебаний в общем сценарии солнечного цикла. Колебания в коэффициенте  $r_B$  с периодом 1–1.5 года рассмотрены нами в [4].

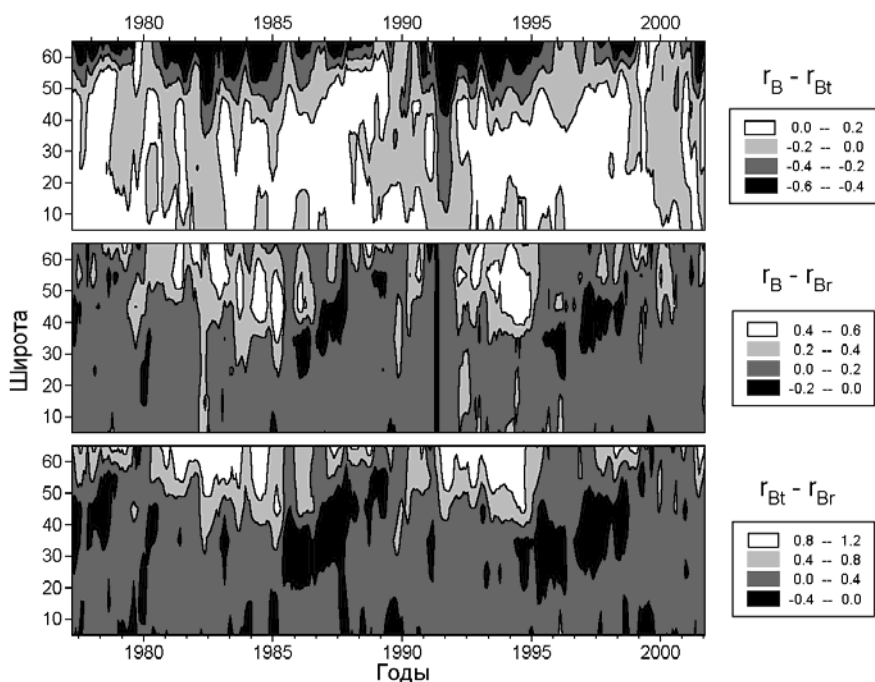


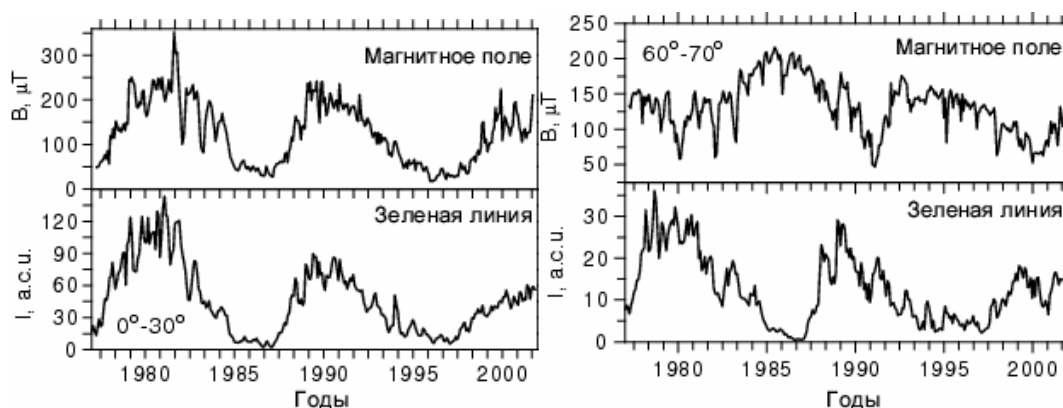
Рис. 3. Широтно–временные диаграммы попарных разностей коэффициентов корреляции.

На рис. 3 представлены широтно-временные диаграммы попарных разностей коэффициентов корреляции (следует обратить внимание на различие шкал, помещенных слева от карт). Соотношения трех коэффициентов корреляции между собой образуют характерные структуры, повторяющиеся в последовательных циклах. Это свидетельствует о неслучайном характере поведения этих разностей и о наличии вполне закономерной широтно-временной связи яркости зеленой линии с магнитным полем в короне Солнца.

По-видимому, в зоне  $\pm 30^\circ$  большее влияние на формирование излучения в зеленой линии оказывает  $V_t$ , что можно связать с существованием здесь невысоких арочных структур, заполненных плотной горячей плазмой. В высокоширотной зоне, особенно на фазе минимума активности, более существенно влияние  $V_r$ , что, возможно, обусловлено более сильным проявлением крупномасштабных магнитных полей.

## 2. Две закономерности связи яркости зеленой линии с магнитным полем и его компонентами

Рассмотрение, проведенное выше, показало, что на низких и высоких широтах в короне существует совершенно различная связь яркости зеленой линии с магнитным полем. На рис. 4 приведены зависимости яркости зеленой линии и напряженности магнитного поля от времени для двух широтных зон. На левой панели рис. 4 даны эти зависимости для зоны пятнообразования. Здесь яркость зеленой линии и напряженность магнитного поля изменяются со временем аналогичным образом. Оба обсуждаемые параметра возрастают к максимуму активности и уменьшаются к минимуму.



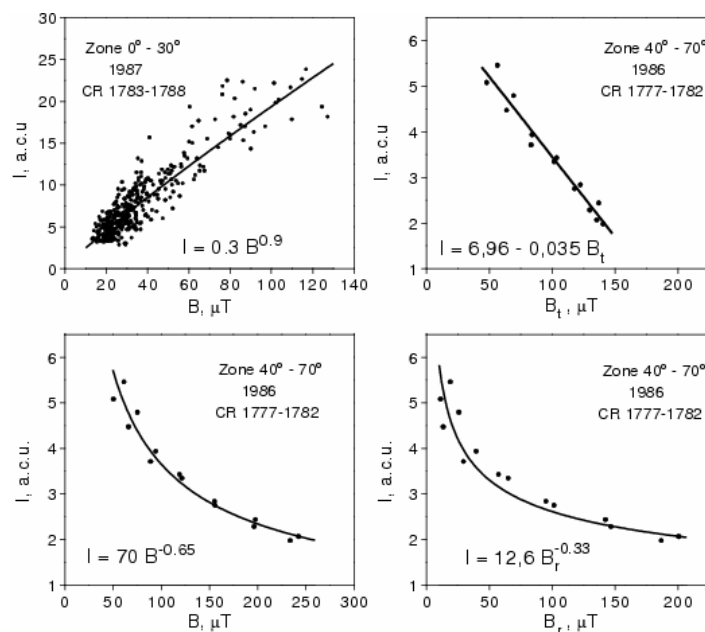
**Рис.4.** Зависимости яркости зеленой линии и напряженности магнитного поля от времени для двух широтных зон.

В высоких широтах (правая панель рис. 4) яркость зеленой линии и напряженность магнитного поля изменяются в противофазе. Яркость зеленой линии, как и на других широтах, возрастает в максимуме активности и уменьшается в минимуме. Полярное магнитное поле при этом уменьшается в максимуме активности и увеличивается в минимуме. На высоких ши-

ротах доминирует крупномасштабное магнитное поле, которое в значительной степени влияет на образование разреженных областей типа корональных дыр. Излучение зеленой линии в таких структурах ослаблено вследствие уменьшения в них температуры и плотности. Увеличение напряженности крупномасштабного полярного поля приводит к возникновению большего количества образований с открытой магнитной конфигурацией.

В [9] было показано, что вблизи минимума активности, когда магнитное поле имеет относительно более простую организацию, зависимость между яркостью зеленой линии и напряженностью магнитного поля для двух рассматриваемых широтных зон может быть представлена степенной зависимостью типа  $I \propto B^q$ .

На рис. 5 показаны примеры такой связи (яркость зеленой линии выражена в абсолютных корональных единицах). Совокупность точек на этом рисунке относится к синоптической карте, построенной по усредненным данным за обороты 1783–1788. Это начало 1987 года, т.е. начало возрастания активности в цикле 22. Для других случаев, незадолго до и сразу после минимумов активности, показатель степени  $q$  также положителен и изменяется в пределах 0.75–1.00.



**Рис. 5.** Связь яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля и его компонентами.

Для зоны  $40^\circ$ – $70^\circ$  в период минимума показатель степенной зависимости  $q$  имеет отрицательный знак. На левой нижней панели рис. 5 эта зависимость дана для оборотов 1777–1782 (1986 год, минимум цикла 21). Яркость зеленой линии здесь очень мала, поэтому даны значения  $I$  для северного и южного полушарий с шагом  $5^\circ$  по широте, усредненные за 6 кэррингтоновских оборотов. Для других карт периодов минимума актив-

ности показатель степени  $q$  изменяется в пределах от  $-0.6$  до  $-0.8$ . Справа на рис. 5 показана связь яркости зеленой линии с тангенциальной (верхняя панель) и радиальной (нижняя панель) компонентами поля для зоны  $40^\circ$ – $70^\circ$ . Здесь тоже показатель степенной (или близкой к ней линейной) функции является отрицательным.

### 3. Двумерная корреляция между яркостью зеленой линии и компонентами магнитного поля

Зависимость между яркостью зеленой корональной линии и компонентами магнитного поля может быть представлена в виде

$$I = a B_t + b B_r + c \quad (2)$$

Коэффициенты  $a$ ,  $b$  и  $c$  находятся методом наименьших квадратов из совокупности данных о яркости зеленой линии  $I$  и компонентах магнитного поля  $B_t$  и  $B_r$  для каждого временного интервала в 6 кэррингтоновских оборотов. Зная  $a$ ,  $b$  и  $c$ , а также компоненты поля  $B_t$  и  $B_r$ , можно вычислить значение  $I$  в каждой точке данного широтно-временного интервала. Коэффициент корреляции между этими вычисленными значениями и исходными значениями яркости зеленой линии называется коэффициентом двумерной корреляции.

На левой панели рис. 6 приведен коэффициент двумерной корреляции в высокоширотной зоне. Видно, что этот коэффициент примерно постоянен и составляет около 0.6. Неожиданно оказалось, однако, что можно выделить отдельные моменты времени, когда коэффициент двумерной корреляции резко уменьшается. Справа на рис. 6 коэффициент двумерной корреляции показан в зависимости от фазы цикла. Видно, что эти резкие уменьшения происходят примерно в середине ветви роста активности, фаза в это время равна  $+0.5$ .

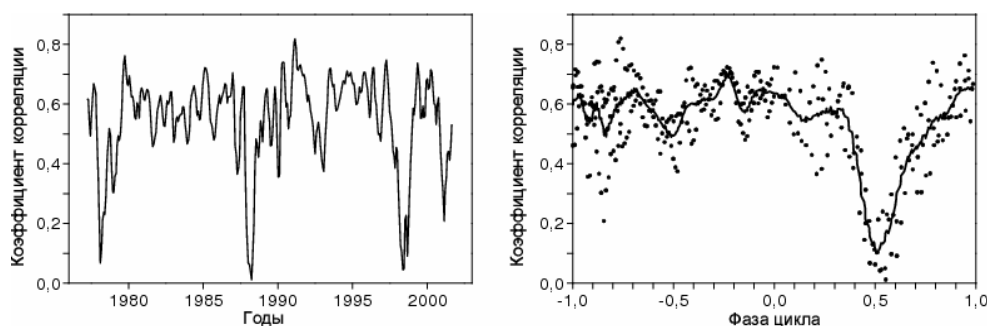


Рис. 6. Двумерная корреляция в высокоширотной зоне в зависимости от времени (левая панель) и от фазы цикла (правая панель).

Итак, в цикле активности есть особый период времени, когда яркость зеленой линии практически перестает зависеть от магнитного поля в короне.

#### 4. Заключение

Магнитное поле является определяющим параметром, под воздействием которого формируются различные корональные структуры и создаются физические условия, при которых возникает излучение в зеленой линии. Тепловой режим короны является результатом сложного взаимодействия механизмов притока и оттока вещества и энергии. Наши результаты показывают, что эти механизмы и их взаимодействие различны в различных широтных зонах Солнца. Соответственно, различными оказываются и устанавливающиеся в результате взаимодействия этих механизмов условия баланса энергии и вещества в экваториальной и полярной зонах. Можно предположить, что в экваториальных областях баланс энергии определяется в большей степени тангенциальной составляющей локальных полей. При этом тангенциальная компонента препятствует оттоку (как бы задерживает отток) энергии и вещества и, возможно, усиливает их приток. Под влиянием тангенциальной компоненты в низкоширотной зоне возникает большое количество плотных низких петель с высокой температурой. Здесь зеленая линия яркая, и ее яркость положительно коррелирована с тангенциальной компонентой поля. В высокоширотной зоне преобладают области открытой квазирадиальной магнитной конфигурации, усиливается отток вещества и энергии, и динамический баланс устанавливается при более низкой температуре и значительно более низкой плотности, чем в низких широтах. При увеличении напряженности поля вблизи минимума активности количество таких областей возрастает, яркость зеленой линии падает, и мы имеем отрицательный коэффициент корреляции с радиальной компонентой. Результаты, полученные нами, могут быть использованы для количественного тестирования различных моделей нагрева короны.

Авторы выражают благодарность Ю. Сикоре за обсуждение отдельных вопросов, затронутых в работе. Работа была поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, проект 05-02-16090.

#### Литература

1. *Guhathakurta M., Fisher R.R., Altrrock R.C.*: 1993, *Astrophys. J.* **414**, L145.
2. *Wang Y.-M., Sheeley N.R.Jr., Hawley S.H., et.al.*: 1997, *Astrophys. J.*, **485**, 419(1997).
3. *Sykora J.*: 1992, *Solar Phys.*, **140**, 379.
4. *Бадалян О.Г., Обридко В.Н.*: 2004, *Астрон. журн.*, **81**, 746
5. *Badalyan O.G., Obridko V.N.*: 2004, *Proc. IAU Symp. No. 223 "Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity"*. A.V. Stepanov, E.E. Benevolenkaya & A.G. Kosovichev (eds.), p 371.
6. *Storini M., Sykora J.*: *Nuovo Cimento* 1997, **20C**, 923.
7. *Hoeksema J.T., Scherrer P.H.*: 1986. *The Solar Magnetic Field – 1976 through 1985*, WDCA Report UAG-94, NGDC, Boulder.
8. *Hoeksema J.T.*: 1991. *Solar magnetic fields – 1985 through 1990*, Report CSSA-ASTRO-91-01.
9. *Badalyan O.G., Obridko V.N., Sykora J.*: 2004 *Proc. IAU Symp. No. 223 "Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity"*. A.V. Stepanov, E.E. Benevolenkaya & A.G. Kosovichev (eds.), p 69.



## **РОЛЬ ДОЛГОЖИВУЩИХ КОМПЛЕКСОВ АКТИВНОСТИ В СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ**

**Беневоленская Е.Е.**

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

## **CONTRIBUTIONS OF THE LONG-LIVED ACTIVITY COMPLEXES TO THE SOLAR CYCLE**

**Benevolenskaya Elena E.**

*Stanford University, Stanford, USA  
Pulkovo Astronomical Observatory, St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*Investigations of the long-lived complexes of the solar activity represent a great interest for the understanding of the solar cycle nature. An appearance and evolution of the complexes of solar activity are related to the physical process taking place in convection zone, chromosphere and corona. Nowadays, we have an opportunity to investigate the complexes of solar activity in corona on the solar disk due to soft x-ray (YOHKOH) and extreme ultraviolet data on a board SOHO and compare with magnetic activity. Here, the brief review of investigation of the long-lived complexes activity and their contributions to the solar cycle is represented.*

### **Введение**

Формирование и эволюция комплексов солнечной активности тесно связано с вращением Солнца и с транспортом магнитной энергии в конвективной зоне, фотосфере и в короне.

Эволюция источников комплексов активности на солнечном диске задача достаточно не тривиальная ввиду существования дифференциального вращения, и поскольку мы наблюдаем только половину всей поверхности Солнца в каждый данный момент времени. Распределение комплексов солнечной активности, прежде всего, зависит от системы координат. Обычно используется система координат Кэррингтона, введенная Ричардом Христофером Кэррингтоном [1]. Он писал в своей книге: "For further comparison and discussion, it is convenient next to clear the heliographical longitude of rotation, at least approximately, and for these purpose a near mean value **25.38 days** [сидерический период] was provisionally adopted". Соответствующий синодический период составляет **27.2753** суток.

Кэррингтон обратил внимание на неоднородное долготное распределение солнечной активности: существовали некоторые долготные зоны, в

которых солнечная активность была выше, чем в соседних областях. Впоследствии это проявление солнечной активности исследовалось многими учеными. Но, пожалуй, наиболее значительная работа была проделана Бумбой и Говардом, которые убедили научную общественность в существовании "кластеров солнечной активности" [2]. Надо особо отметить, что "Активные долготы" исследовались Юрием Ивановичем Витинским, у нас, в Главной Астрономической Обсерватории. И что задолго до признания этого явления, им были получены важные научные результаты [3]. Во-первых, это то, что активные долготы отражают пространственную организацию для долгоживущих пятен (или комплексов солнечной активности). Во-вторых, что эти пятна являются большими, т.е. их площадь больше 500 м.д.п. (миллионных долей полусферы) и они имеют тенденцию появляться вновь в тех же самых долготах в течение длительного времени.

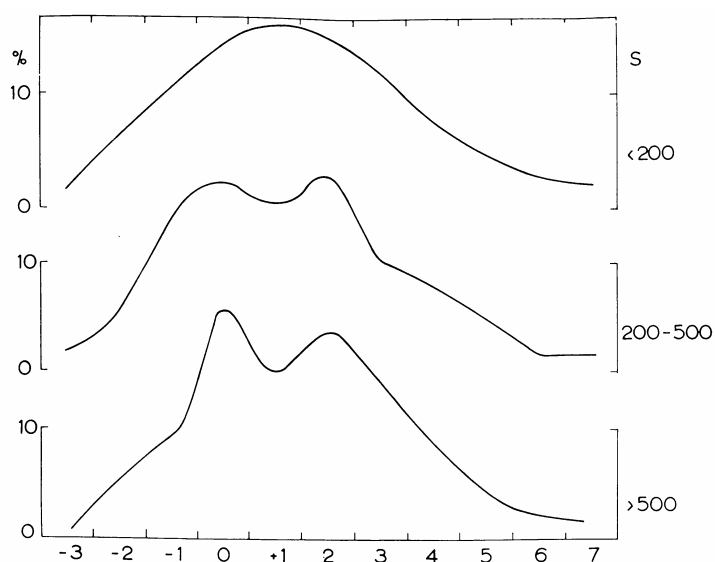
В настоящее время существуют несколько терминов для описания этого явления. Это обусловлено различными подходами к анализу солнечных данных и желанием авторов подчеркнуть наиболее важный аспект (на их взгляд) явления неоднородного долготного распределения солнечной активности.

Бумба [4] ввел понятие "Магнитные активные долготы". Это зоны концентрации магнитного потока на поверхности Солнца. Их долготная протяженность достигает 20-40°. Кастенмиллер с соавторами [5] назвал группы пятен, показывающих тенденцию группироваться в одних и тех же долготных зонах, "Sunspot nests" (гнезда солнечных пятен), что отчасти похоже на аналогичные структуры, обнаруженные Бекером и, названные им "Sonnenfleckenherd" [6]. Баи [7] предложил термин "Hot spots" (горячие пятна), подчеркивая северо-южную асимметрию в пространственной организации долготных зон повышенной солнечной активности. Фейман и Хундхаузен [8] предложили "Evolving magnetic structures", чтобы учитывать не только зоны максимальной концентрации магнитного поля и пятна, но и окружающие их слабые магнитные поля. Певцов и Кэнфилд [9] придали новое значение активным долготам, они определили кластеры солнечной активности как "the helicity nests" (гнезда спиральности), дабы подчеркнуть важную роль магнитной спиральности в формировании комплексов солнечной активности благодаря динамо процессу в конвективной зоне Солнца. Они обнаружили несколько аномальных областей, которые сохраняли магнитную спиральность на протяжении нескольких солнечных оборотов. Существование "the helicity nests" было подтверждено Бао и Жангом [10]. Бумба и Обридко предложили использовать "Bartels active longitude" [11], чтобы подчеркнуть тесную связь солнечного магнитного поля с межпланетным магнитным полем, открытым Вилкоксом и Нессом [12].

## Формирование и эволюция комплексов солнечной активности

Типичный комплекс солнечной активности присутствует на всех уровнях солнечной атмосферы. Он состоит из солнечных пятен, видимых на уровне фотосферы в континиуме (а иногда и невооруженным глазом), окруженных хромосферными факельными площадками с множественными корональными петлями, видимыми в крайнем ультрафиолете и мягком рентгене. Из гелиосейсмологии мы знаем, что солнечное пятно имеет свои "корни" в конвективной зоне. А корональные петли (уже из исследований короны), предполагается, являются трассерами силовых линий магнитного поля и демонстрируют связь между магнитными областями противоположной полярности в комплексе солнечной активности или пространственную биполярную структуру. Обычно, комплекс солнечной активности включает две группы пятен с сильным магнитным полем (2000-4000 Гс), "ведущие" и "следующие" пятна. Иногда последующая часть бывает представлена факельными площадками. Число солнечных пятен демонстрирует 11-летний цикл солнечной активности. Изменение порядка полярности в биполярном комплексе солнечной активности от одного 11-летнего цикла к другому хорошо известно как закон Хейла. В осесимметричном или долготнoусредненном случае распределение пятен по поверхности обнаруживает широтную неоднородность или так называемые "Бабочки Маундера".

В соответствии с динамо теорией, биполярный комплекс солнечной активности есть результат появления тороидального магнитного поля из конвективной зоны Солнца благодаря динамо процессам [13].



**Рис. 1.** Вариации ежегодных чисел пятен. Верхний график: число групп пятен с площадью меньше 200 м.д.п. Средний график: число групп пятен с площадью от 200 м.д.п. до 500 м.д.п. Нижний график: число групп пятен с площадью свыше 500 м.д.п.

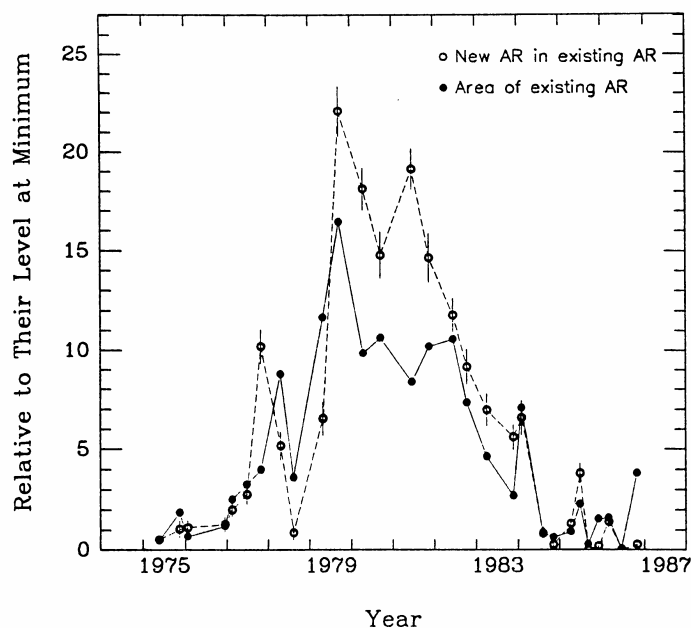
По оси абсцисс отложено время в годах относительно первого максимума. (Рисунок из статьи М.Н. Гневьева (1967)).

В 19 цикле, Мстиславом Николаевичем Гневьем был обнаружен вторичный максимум в зеленой короне [14] и в распределении больших групп пятен.

Двойной максимум наиболее четко выражен в распределении больших групп солнечных пятен с площадью больше 500 м.д.п. и расстояние между этими максимумами равно приблизительно двум годам. На основе

исследования распределения пятен, Анталова и Гневышев [15] предположили, что солнечный цикл может состоять из нескольких импульсов солнечной активности длительностью 0.5-2.0 года.

Карен Харви и Корнелис Сван [16] подробно исследовали появление новых активных областей. В большинстве случаев появление нового магнитного потока происходит в пределах уже существующих активных областей. А сложность комплексов солнечной активности напрямую связана с появлением новых биполярных структур. Другими словами, магнитный



**Рис. 2.** Появление новых биполярных областей внутри уже существующих. (Рисунок из статьи Карен Харви и Корнелиса Свана (1993)).

поток имеет тенденцию появляться в виде хорошо выраженных импульсов.

Интересно отметить, что распределение новых активных областей внутри уже существующих для 21 цикла солнечной активности показывает хорошо выраженную двухпиковую структуру (см. Рис. 2).

### Двойной магнитный цикл и смена полярного магнитного поля

Смена полярного магнитного поля происходит в периоды максимумов солнечной активности. Существуют циклы, в которых переполюсовка происходит сложным образом, а именно, полярное поле меняется трижды, в отличие от простой однократной переполюсовки. Длительность периода существования зоны перемежающейся полярности составляет от 1.5 до 2.5 лет по данным H-альфа карт [17]. В свое время, для объяснения этого явления в рамках динамо теории было предположено, что солнечный магнитный цикл предстает собой более сложную систему, чем просто генерация 11-летнего цикла солнечной активности или 22-летнего магнитного (Хейловского) цикла [18]. Была предложена гипотеза "двойного магнитного цикла", согласно которой солнечный магнитный цикл есть результат нелинейного взаимодействия двух циклов в конвективной зоне Солнца: квазидвулетнего цикла с периодом 1.5-2.5 лет и цикла Хейла (порядка 22 лет) [19].

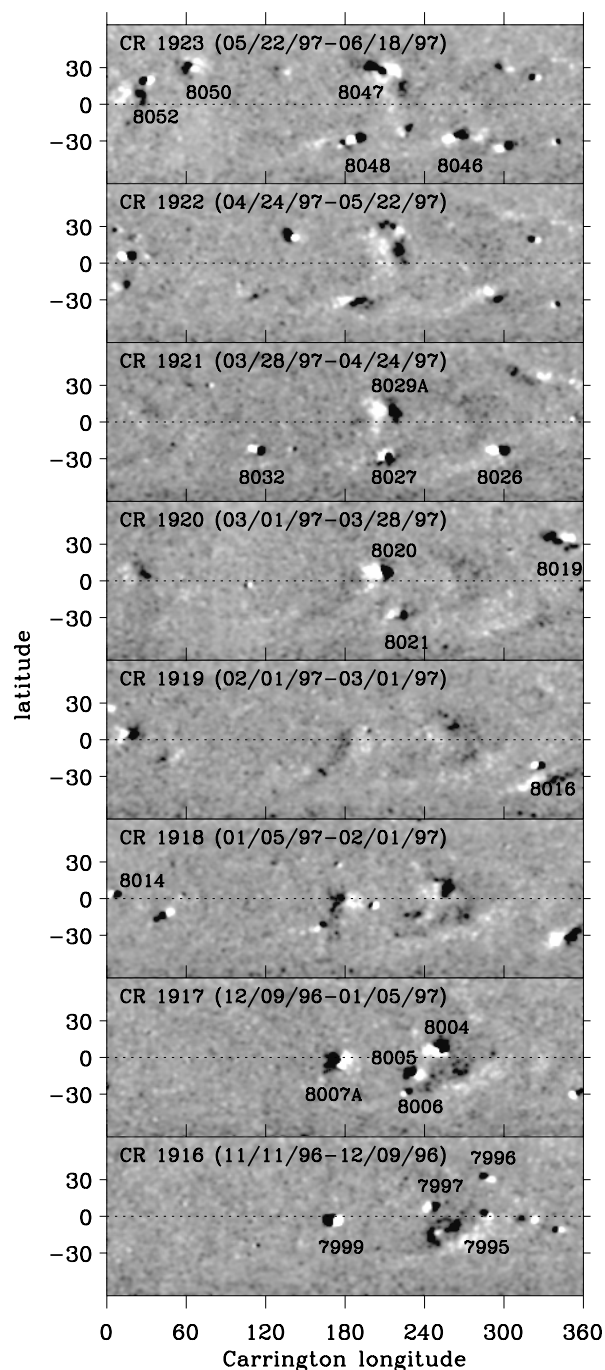
Согласно этой концепции, долгоживущие комплексы солнечной активности, вносящие существенный вклад в общий магнитный поток Солнца, являются следствием генерации квазидвухлетнего магнитного поля в конвективной области Солнца. Импульсы солнечной активности отражают эруптивную природу солнечного магнитного потока, появляющегося из конвективной зоны Солнца на поверхности фотосферы, и их длительность напрямую связана со временем жизни комплексов солнечной активности.

### Смена полярности тороидального магнитного поля в активных долготях

В течение **22** цикла солнечной активности, который закончился в 1996 году, полярность ведущих пятен в биполярном комплексе солнечной активности была положительной в южном и отрицательной в северном, что соответствовало знаку тороидального магнитного поля ( $V_{\phi}$ -компонента):  $V_{\phi} > 0$  в северном полушарии и  $V_{\phi} < 0$  в южном полушарии. **23** цикл солнечной активности начался в ноябре 1996 года (по данным о среднемесячных числах пятен). И полярность ведущих пятен согласно закону Хейла должна быть преимущественно положительной в северном полушарии и отрицательной в южном. Таким образом, "*старый*" магнитный поток в северном полушарии в текущем **23** цикле характеризуется  $V_{\phi} > 0$ , а "*новый*" магнитный поток –  $V_{\phi} < 0$ .

Мы сфокусировали наши исследования [20] на долгоживущих зонах активности (больше двух оборотов Кэррингтона (**CR**)). Одна долгоживущая зона существовала в долготном интервале  $240^{\circ}$  -  $280^{\circ}$ . Эта долготная зона была активной от **CR1911** до **CR1917** (область NOAA 8006) в южном полушарии и от **CR1916** до **CR1918** (NOAA 7997) в северном полушарии (**Рис. 3**). Эта активная зона "*старого*" магнитного потока, постепенно исчезая и мигрируя в западном направлении, вновь стала активной в **CR1923**, когда область нового цикла (NOAA 8046) появилась в южном полушарии на долготе  $280^{\circ}$ . Другая интересная долготная активная зона на  $160^{\circ}$  -  $200^{\circ}$ . Эта зона старого магнитного потока, который присутствовал в южном полушарии в **CR1916** (NOAA 7999) и в **CR1917** (8007A), и, затем, новый магнитный поток появился в этой зоне на широте  $20^{\circ}$ . В течение **CR1920** одна из последних областей старого цикла появилась на долготах  $200^{\circ}$  -  $240^{\circ}$  в северном полушарии (NOAA 8020) и исчезла в течение двух последующих оборотов. Затем, в **CR1923** область нового цикла появилась в том же полушарии, но на более высоких широтах. В **CR1920** и **CR1921** области "*нового*" (8021 и 8027) и "*старого*" (8020 и 8029) магнитных потоков существовали на тех же долготах, но в разных полушариях. В обоих рассмотренных активных зонах происходило замещение "*старого*" магнитного потока "*новым*". В течение предыдущего солнечного минимума между

циклами 21 и 22, взаимодействие между "новым" и "старым" магнитными потоками происходило аналогичным образом.

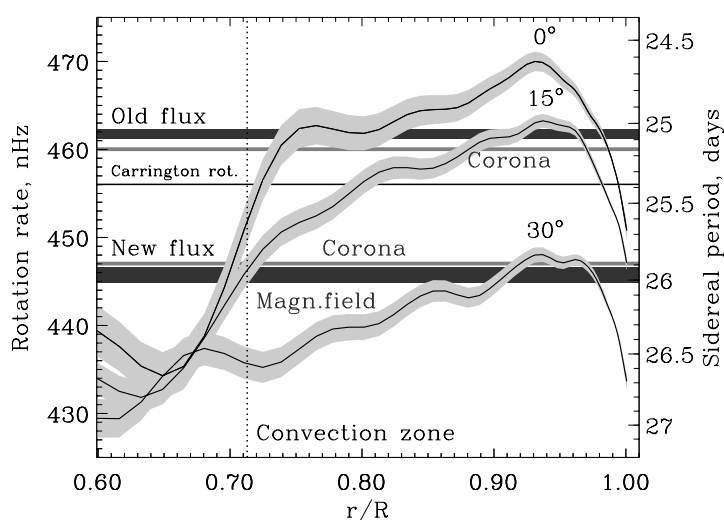


**Рис. 3.** Синоптические карты магнитного поля для оборотов CR1916 - CR1923 с указанием номера групп пятен NOAA.

### Вращение активных долгот в фотосфере и короне

Для изучения вращения корональных структур были использованы синоптические карты, построенные на основе изображений в крайнем ультрафиолете телескопа EIT на борту космической обсерватории SOHO. Отношение линий  $195 \text{ \AA}/171 \text{ \AA}$  характеризует корональную плазму, нагрет-

тую до 2 МК. Большинство ярких точек на корональных картах соответствуют наиболее горячим корональным структурам и совпадают с комплексами солнечной активности на магнитных синоптических картах. Оценка вращения активных зон в короне определяется несколько менее точно, чем по магнитным данным, ввиду их диффузной структуры. Тем не менее, систематический сдвиг между максимумами кросс-корреляционной функции как для магнитных, так и для корональных структур очевиден [21]. Значение скорости для "старого" магнитного потока в приэкваториальных областях (сидерический период 25.06 сут, синодический 26.9 сут), что весьма близко скорости вращения пятен по формуле Ньютона-Нанна [22].



**Рис. 4.** Скорость вращения внутри Солнца как функция радиуса на трех широтах:  $0^\circ$ ,  $15^\circ$  и  $30^\circ$  (темная сплошная линия со светло-серой полосой, которая иллюстрирует ошибку в  $1\sigma$ ). Горизонтальные темные полосы показывают вращение 'старого' магнитного потока в широтном интервале  $1-5^\circ$ , и 'нового' магнитного потока в интервале широт  $28^\circ-32^\circ$ . Горизонтальная серая линия показывает скорость вращения, соответствующую долгоживущим корональным структурам. Горизонтальная черная линия соответствует скорости Кэррингтоновского вращения, 456.03 нГц (сидерический период 25.38 сут).

На рисунке 4 представлено сравнение скорости вращения для "нового" и "старого" магнитных потоков в фотосфере и короне с внутренним вращением Солнца. Он показывает, что вблизи экватора высокотемпературные корональные структуры приблизительно на 1.7 нГц вращаются медленнее, чем "старый" магнитный поток на той же широте. Для "нового" магнитного потока ситуация обратная. Корональные структуры вращаются быстрее, чем магнитный поток на 1.2 нГц.

### Заключение

Формирование и эволюция комплексов солнечной активности тесно связаны с генерацией тороидального магнитного поля в конвективной зоне Солнца. Вращение зон повышенной активности указывают на две возможные области генерации магнитного поля, ответственного за неоднородную долготную структуру: на нижней границе конвективной зоны и вблизи поверхности, в областях, где имеется существенный радиальный градиент уг-

ловой скорости. Но не исключается возможность генерации магнитного поля за счет широтного градиента угловой скорости.

### Литература

1. *Carrington, R.C.*, Spots on the sun, 1863, London.
2. *Bumba, V., Howard, R.* 1969, Solar Phys., 7, 28.
3. *Вутинский, Ю.И.* 1982, Солнечные данные, 2, 113.
4. *Bumba, V.* 1987, Bull. Astron. Inst. Czechosl., 38, No 2, 92.
5. *Castenmiller, M.J.M., Zwaan, C., and van der Zalm, E.B.J.* 1986, Solar Phys., 105, 237.
6. *Becker, U.* 1955, Z. Astrophysik, 37, 47.
7. *Bai, T.* 1990, ApJ, 364, L17.
8. *Feynman, J. and Hundhausen, A.J.* 1994, J. Geophys. Res., 99, 8451.
9. *Pevtsov, A.A., Canfield, R.C.* 1999, Magnetic Helicity in Space and Laboratory Plasmas; Brown, M.R., Canfield, R.C. & Pevtsov, A. (eds.), Geophys. Monograph. Ser. 111, 103.
10. *Bao, S., Zhang, H.* 1998, ApJ, 496, L43.
11. *Bumba, V., Obridko, V.N.* 1969, Solar Phys., 6, 104.
12. *Wilcox, J.M., Ness, N.F.* 1965, Astron. J., 70, 333.
13. *Parker, E.N.* 1955, ApJ, 122, 293.
14. *Gnevyshev, M.N.* 1967, Solar Phys., 1, 107.
15. *Antalova, A., Gnevyshev, M.N.* 1985, Astron. Inst. of Czech. Bulletin, 36, 61.
16. *Harvey, K.L., Zwaan, C.* 1993, Solar Phys., 148, 85.
17. *Makarov, V.I., Sivaraman, K.R.* 1989, Solar Phys., 123, 367.
18. *Benevolenskaya, E.E.* 1991, The Sun and Cool Stars: Activity, Magnetism, Dynamos; I. Tuominen, D. Moss, and G. Rüdiger (eds.), Springer-Verlag Press, 234.
19. *Benevolenskaya, E.E.*: 1998, ApJ, 509, 49.
20. *Benevolenskaya E.E., Hoeksema J.T., Kosovichev A.G., and Scherrer P.H.* 1999, ApJ, 517, L163.
21. *E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev, P.H. Scherrer,* 2002, Advanced in Space Research, 2002, volume 29, issue 3, p. 389-394.
22. *Newton, H.W. and Nunn, M.L.,* 1951, MNRAS, 111, 413.



## **ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И ЭВОЛЮЦИИ ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА РАЗЛИЧНОГО МАСШТАБА**

**Биленко И.А.**

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

## **APPROPRIATENESS OF FORMATION AND EVOLUTION OF THE SOLAR DIFFERENT SCALES PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS**

**Bilenko I.A.**

*Sternberg State Astronomical Institute*

### **Abstract**

*The investigation of the solar photospheric magnetic fields of various strength in different latitude regions for 1976-2002 is presented. In equatorial region ( $\pm 10^\circ$ ) the beginning of rising of magnetic field strength coincide with the first Wolf number maxima and the peak values are achieved at time of the second one. There is no predominance of positive or negative magnetic fields strength for averaged values in near polar regions  $\pm(55^\circ-70^\circ)$  in different solar cycle phases. In these regions behavior of the positive and negative magnetic fields correspond to active regions one. In the active region latitudes  $\pm(0^\circ-55^\circ)$  magnetic fields of the strength of  $\pm(20-300)$  G show solar cycle behavior, for fields of the strength of  $\pm(300-1000)$  G solar cycle dependence is less pronounced, fields of the strength more than  $\pm 1000$  G, which reflect solar spots dynamics, have disbalance of the positive and negative magnetic fields. Positive polarity magnetic fields dominate in the north hemisphere and negative ones in the south hemisphere in 21-st and 23-rd solar cycles. In 22-nd solar cycle positive polarity magnetic fields dominate in the south hemisphere and the negative ones in the north. Mean values of positive and negative polarities remains approximately constant in each hemisphere for each cycle.*

Важнейшую роль в цикличности солнечной активности играют солнечные магнитные поля. Многие наблюдаемые явления солнечной активности являются результатом динамики магнитных полей Солнца. В связи с этим большое значение имеет изучение динамики фотосферных магнитных полей различных пространственных и временных масштабов в ходе циклов солнечной активности [1, 2, 3].

На базе ежедневных данных наблюдений фотосферных магнитных полей Солнца обсерватории Kitt Peak анализируются изменения фотосферных магнитных полей за период с 1976 по 2002 годы включительно, что соответствует 21, 22 и части 23 циклов солнечной активности. Всего было рассмотрено 7219 ежедневных магнитограмм из общего числа 9497 дней за данный период. Диск Солнца разбивался на зоны: экваториальная -  $\pm 10^\circ$  к северу и к югу от экватора, зоны активных областей от  $0^\circ$  до  $55^\circ$  в северном и южном полушариях по широте и  $90^\circ$  по долготе и приполярные

зоны – от  $55^\circ$  до  $70^\circ$  соответственно в северном и южном полушариях по широте и  $56^\circ$  по долготе с учетом видимого изменения положения экватора Солнца. В экваториальной и полярных зонах рассчитывались средние значения напряженности магнитного поля для полей выше  $\pm 20$  Гс. Для зон активных областей в северном и южном полушариях Солнца рассчитывались средние значения напряженности магнитного поля для диапазонов:  $\pm(20-100)$  Гс,  $\pm(100-300)$  Гс,  $\pm(300-1000)$  Гс и более  $\pm 1000$  Гс. На рис. 1 представлены графики изменения ежедневных значений средней напряженности магнитного поля положительной и отрицательной полярности в экваториальной зоне рис. 1а, в приполярных зонах северного (рис. 1б) и южного (рис. 1с) полушарий. Для сравнения на рис. 1д приведен график ежедневных чисел Вольфа за тот же период. Видно, что в области экватора график изменения средней напряженности магнитного поля сдвинут относительно графика чисел Вольфа. Рост напряженности магнитного поля в экваториальной зоне начинается, приблизительно, во время первого максимума чисел Вольфа, а период максимальных значений совпадает со вторым максимумом чисел Вольфа. Наблюдается баланс магнитных полей положительной и отрицательной полярности. Для рассматриваемых приполярных зон изменения ежедневных средних значений напряженности магнитного поля, как в северном, так и в южном полушариях по времени совпадают с ходом чисел Вольфа. Для средних значений в этих зонах не наблюдается доминирования одной из полярностей в какой-либо из периодов циклов солнечной активности. Следует отметить наличие периодических, с периодом порядка 1 года, почти синхронных колебаний значений положительной и отрицательной полярности в каждой полусфере. На рис. 2. показаны графики изменения средней напряженности магнитного поля положительной и отрицательной полярности для значений  $\pm(20-100)$  Гс в северном (рис. 2а) и южном (рис. 2.б) полушариях и для значений  $\pm(100-300)$  Гс в северном (рис. 2с) и южном (рис. 2д) полушариях Солнца для зон  $\pm(0^\circ-50^\circ)$ . Так же для сравнения приведен график чисел Вольфа рис. 2е. Хорошо видны изменения значений, связанные с цикличностью солнечной активности, хотя характер этих изменений и разброс значений различен. На рис. 3 показаны графики для величин среднего магнитного поля  $\pm(300-1000)$  Гс, рис. 3а для северного и рис. 3б для южного полушарий, а так же для средних ежедневных значений магнитного поля выше  $\pm 1000$  Гс – рис. 3с и рис. 3д соответственно для северного и южного полушарий для зон  $\pm(0^\circ-50^\circ)$ . На рис. 3е показан ход чисел Вольфа. Магнитные поля в диапазоне  $\pm(300-1000)$  Гс в ходе циклов солнечной активности изменяются незначительно. Магнитные поля со значениями выше  $\pm 1000$  Гс, отражающие динамику магнитных полей пятен, имеют ярко выраженную зависимость от фазы цикла солнечной активности. При этом средние значения, как для положительных, так и для отрицательных магнитных полей в каждом цикле остаются приблизительно постоянными. Не наблюдается постепенного

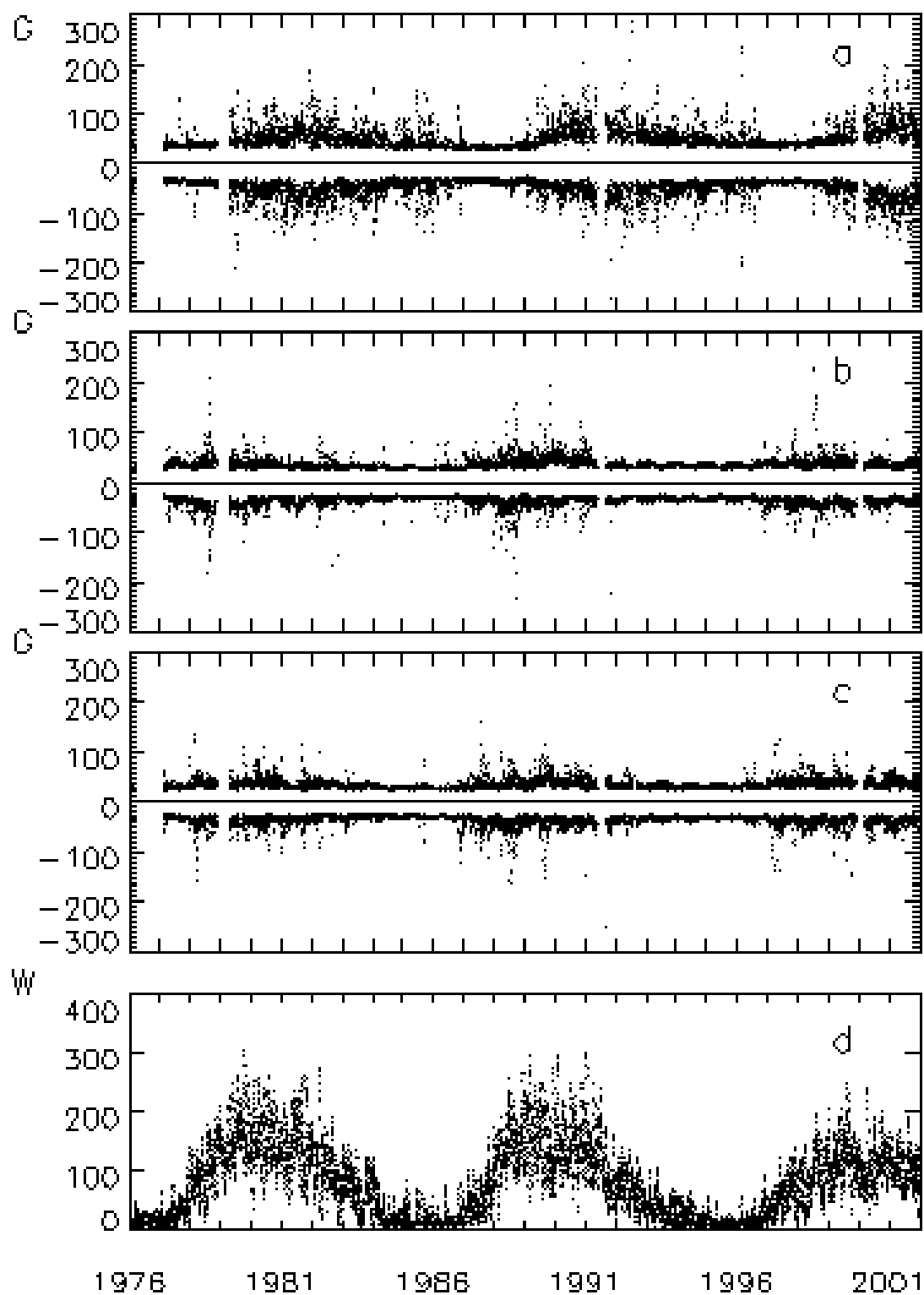


Рис. 1.

роста максимальных значений средней напряженности магнитного поля положительной и отрицательной полярностей для каждого цикла, а максимальные значения устанавливаются сразу с началом появления в данном цикле этих магнитных полей. Существует периодичность в изменении максимальных средних значений положительной и отрицательной поляр-

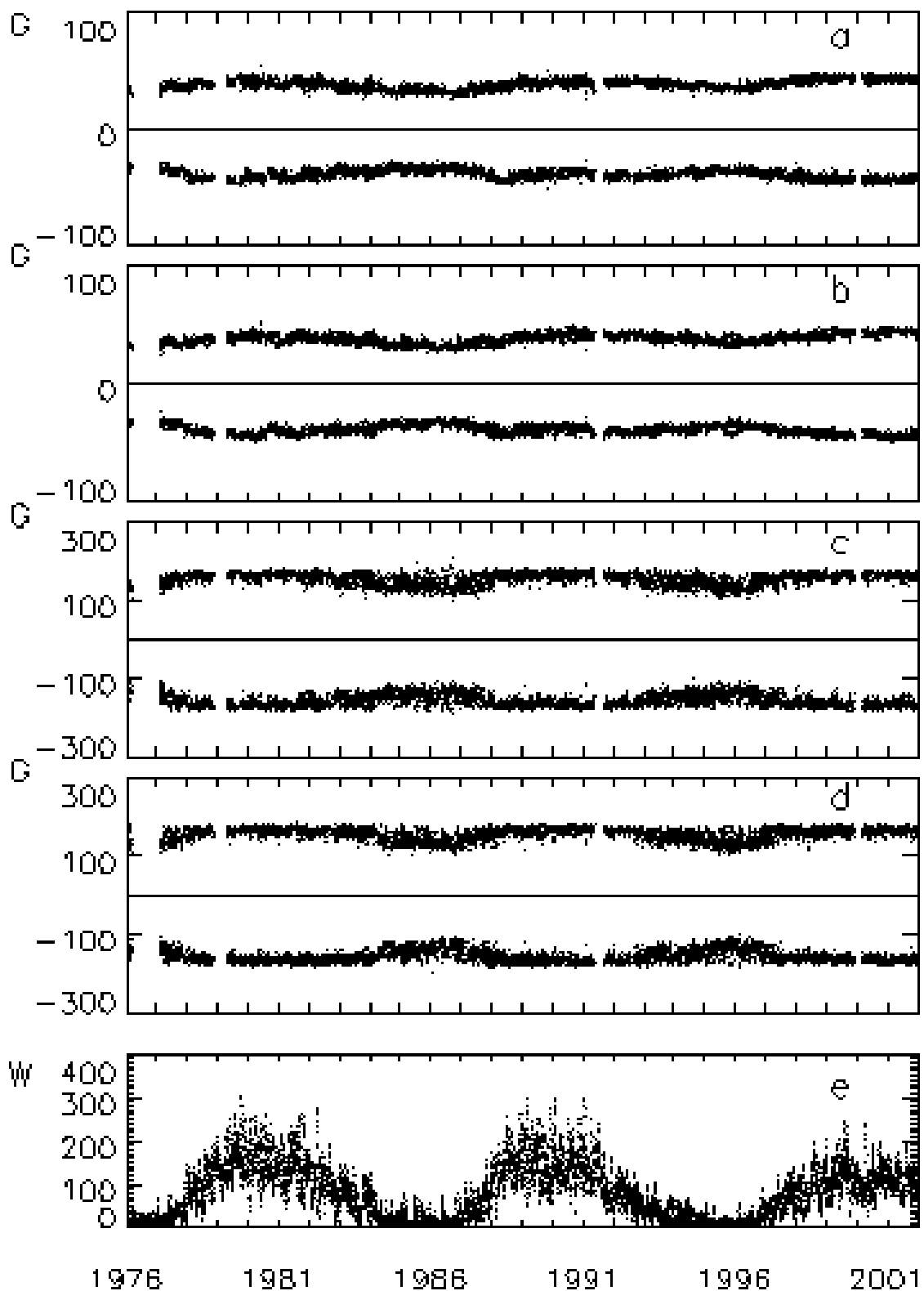


Рис. 2.

ности в каждой из полушфер во всех рассматриваемых циклах. Наблюдается закономерность: в 21-м цикле в северном полушарии доминируют магнитные поля положительной полярности, а в южном – отрицательной.

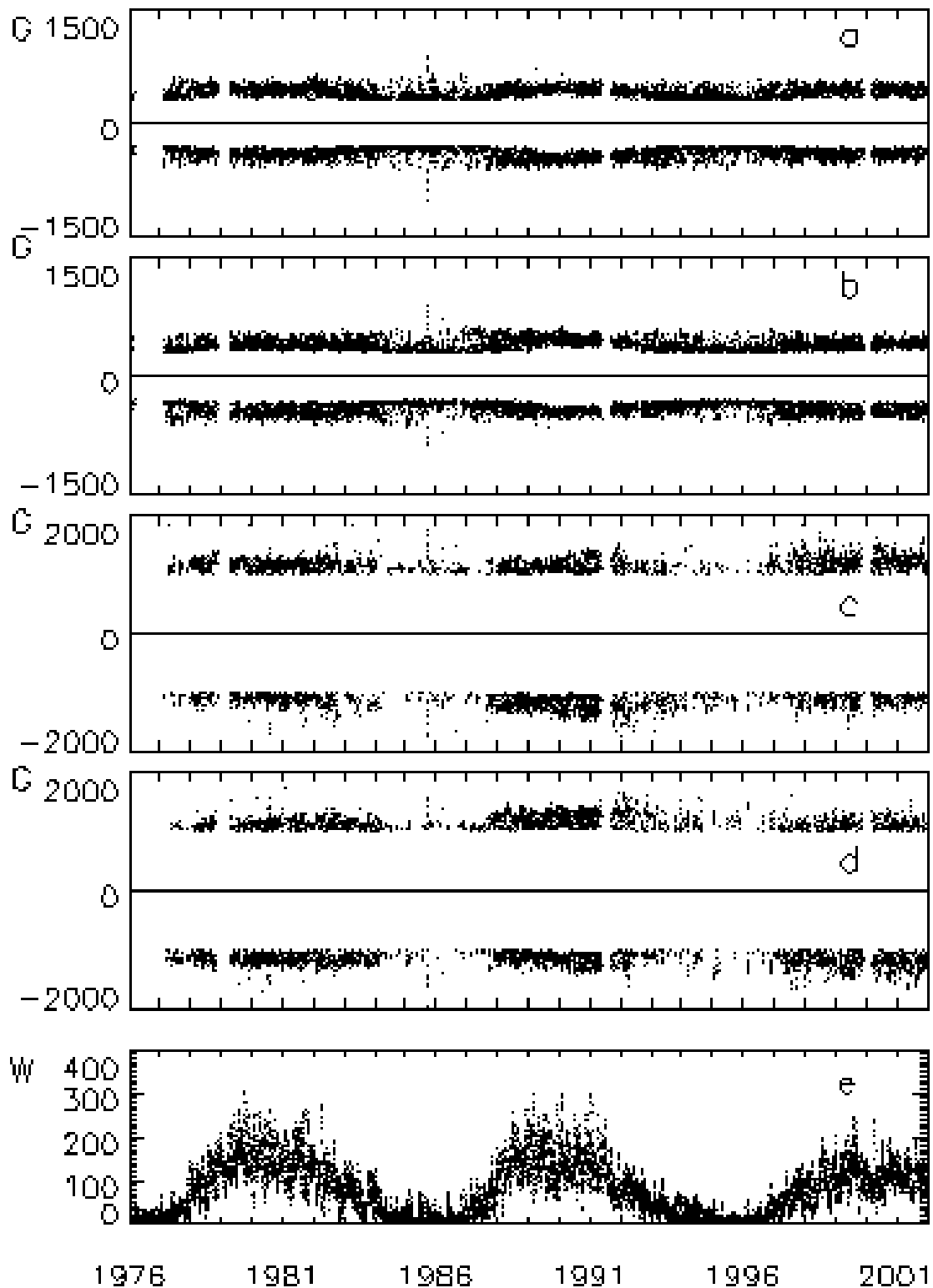


Рис. 3.

В 22-м цикле, наоборот: в северном полушарии доминируют магнитные поля отрицательной полярности, а в южном - положительной полярности. В 23-м цикле, опять, в северном полушарии доминируют магнитные поля

положительной полярности, а в южном – отрицательной. Это отражает, по-видимому, 22-х летний магнитный цикл солнечной активности [4,5].

### Выводы

1. В области экватора ( $\pm 10^\circ$ ) начало роста средней напряженности магнитного поля начинается приблизительно во время первого максимума чисел Вольфа, а период максимальных значений совпадает со вторым максимумом чисел Вольфа. Это, по-видимому, отражает явление смещения широтного расположения активных областей к экватору в максимуме солнечной активности, что и влечет за собой увеличение средней напряженности положительных и отрицательных магнитных полей. При этом сохраняется баланс магнитных полей положительной и отрицательной полярности в этой зоне.

2. В приполярных зонах ( $\pm 55^\circ - 70^\circ$ ) для средних ежедневных значений магнитного поля не наблюдается доминирования одной из полярностей на какой бы-то фазе цикла солнечной активности.

3. В зонах активных областей ( $\pm 0^\circ - 50^\circ$ ) магнитные поля различных диапазонов значений ведут себя различно, так, для средних значений полей, в диапазоне  $\pm(20-300)$  Гс выявляется зависимость от фазы солнечного цикла, а для полей в диапазоне  $\pm(300-1000)$  Гс она выражена более слабо. Для магнитных полей с напряженностью выше 1000 Гс имеет место дисбаланс положительной и отрицательной полярностей. В 21-м и 23-м циклах в северном полушарии доминируют поля положительной полярности в южном – отрицательной, а в 22-м цикле в северном – отрицательной, а в южном – положительной. При этом в каждом отдельном цикле среднее значение напряженности как положительных, так и отрицательных магнитных полей остается в течение данного цикла практически постоянным.

### Литература

1. *Куклин Г.В., Обридо В.Н., Известия академии наук, серия физическая, 1995, Т.59, N7, с.12.*
2. *Bumba V., Howard R., Astrophys. J., 1965, V.141, p.1502.*
3. *Howard R., Labonte B.J., Solar Physics, 1981, V.74, p.131.*
4. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В., Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца, изд. Наука, 1986.*
5. *Витинский Ю.И., Цикличность и прогнозы солнечной активности, изд. Наука, 1973.*

**СВЯЗЬ ЯРКОСТИ ЗЕЛЕННОЙ КОРОНАЛЬНОЙ ЛИНИИ,  
КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
И ПЛОЩАДЕЙ ПЯТЕН В ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ**

**Блудова Н.Г., Бадалян О.Г.**

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

**CORRELATION BETWEEN THE BRIGHTNESS OF THE CORONAL  
GREEN LINE, LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD STRENGTH,  
AND SUNSPOT AREAS OVER THE ACTIVITY CYCLE**

**Bludova N.G., Badalyan O.G.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave propa-  
gation, 142190 Troitsk, Moscow region, Russia*

**Abstract**

*Pair-to-pair comparison has been performed for the coronal green line brightness, intensity of the large-scale magnetic field calculated at the height of 1.1 solar radii, and the sunspot area. It is shown that the correlation between the large-scale and local magnetic fields, and the green-line emission changes with the phase of the activity cycle. The large-scale fields dominate the ascending phase, while the local fields are more effective during the descending phase. It is evidence of a complicated relationship between the coronal green line brightness and magnetic fields of different scale.*

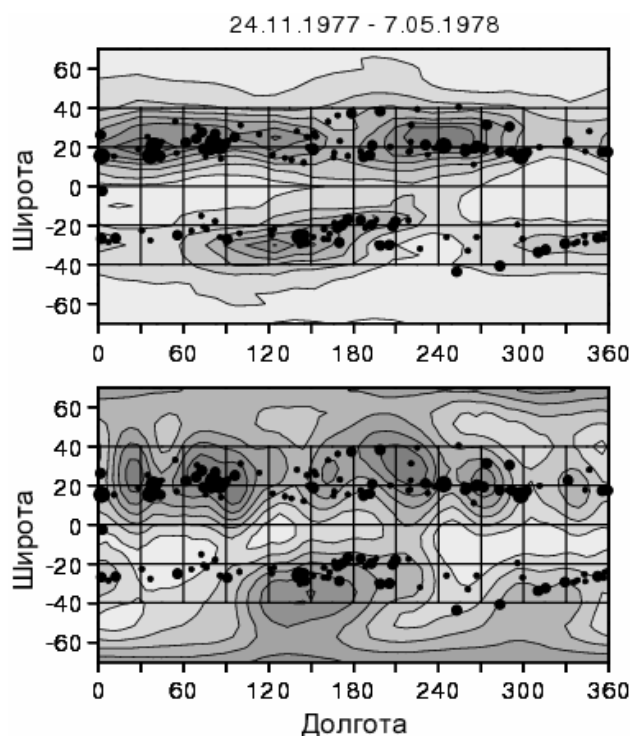
**Введение**

Магнитное поле играет определяющую роль в возникновении и циклическом развитии активности на Солнце. Для выяснения характера влияния магнитного поля на физические процессы в короне необходимы работы по количественной оценке связи различных индексов активности с магнитным полем. Такая работа была начата нами в [1,2]. Исследовалась связь свечения зеленой корональной линии  $\lambda$  530.3 нм Fe XIV с магнитными полями в короне [1], и площадями и положением солнечных пятен [2]. Сопоставление пространственного распределения яркости зеленой корональной линии  $I$  и напряженности магнитного поля  $B$  на разных фазах цикла и в различных широтных зонах показало, что связь между  $I$  и  $B$  достаточно сложна [1]. Это указывает на различное влияние полей разного масштаба на свечение зеленой линии солнечной короны. В данной работе продолжено исследование связи магнитных полей различного масштаба со свечением внутренней короны в зеленой линии. Мы использовали синоптические карты распределения яркости зеленой корональной линии, построенные в [3,4] на основе базы данных Ю. Сикоры [5,6]. Синоптические карты напряженности магнитного поля были рассчитаны в [1] для расстояния 1.1

радиуса Солнца (что примерно соответствует высоте, на которую сведены данные о яркости зеленой линии) по фотосферным данным Wilcox Solar Observatory. Использовались также данные обсерватории Greenwich о координатах и площадях солнечных пятен. Солнечные пятна можно рассматривать как области концентрированного выхода на поверхность локальных магнитных полей. Пространственное положение пятен и их площади сопоставлялись с яркостью зеленой линии и напряженностью магнитных полей в короне.

### 1. Сопоставление яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля и с положением и величиной солнечных пятен

В данной работе исследования были проведены для периода 1977–2001 гг. Были определены средние координаты солнечных пятен, наблюдавшихся более трех дней во время их прохождения по диску Солнца. Затем эти пятна наносились на соответствующие синоптические карты яркости зеленой линии и напряженности магнитного поля. Примеры такого представления данных продемонстрированы на рис. 1 и 2. Солнечные пятна показаны кружками, размер которых примерно соответствует площади пятна при его наблюдавшемся максимальном развитии.

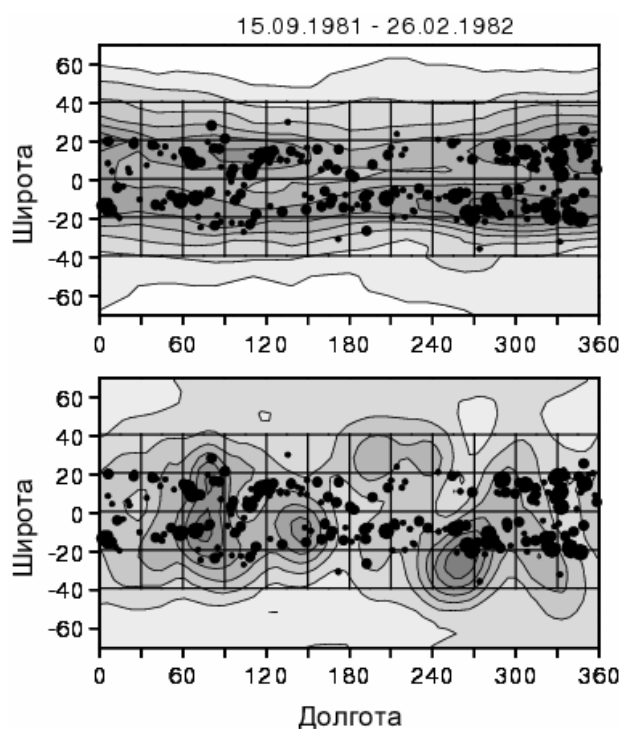


**Рис. 1.** Яркость зеленой корональной линии (верхняя карта) и напряженность магнитного поля в короне (нижняя карта) и положение солнечных пятен на фазе роста активности. Размер кружка характеризует величину соответствующего пятна. Более темные области на картах означают более высокие значения соответствующих параметров.

На рис. 1 и 2 приведены карты яркости зеленой линии (верхние панели) и напряженности магнитного поля (нижние панели) с нанесенными на



них солнечными пятнами. Карты представляют собой усреднение по 6 последовательным кэррингтоновским оборотам, что позволяет проследить крупномасштабные долговременные изменения исследуемых параметров. Рис. 1 относится к ветви роста цикла активности. Можно видеть, что, как это было показано в [1], на этой фазе цикла магнитное поле и яркость зеленой короны хорошо коррелируют между собой. Что же касается корреляции с положением и величиной пятен, то она оказывается значительно меньшей. На верхней карте рис. 1 можно видеть, что многие пятна, в том числе крупные, не попадают на области самого яркого свечения зеленой линии.

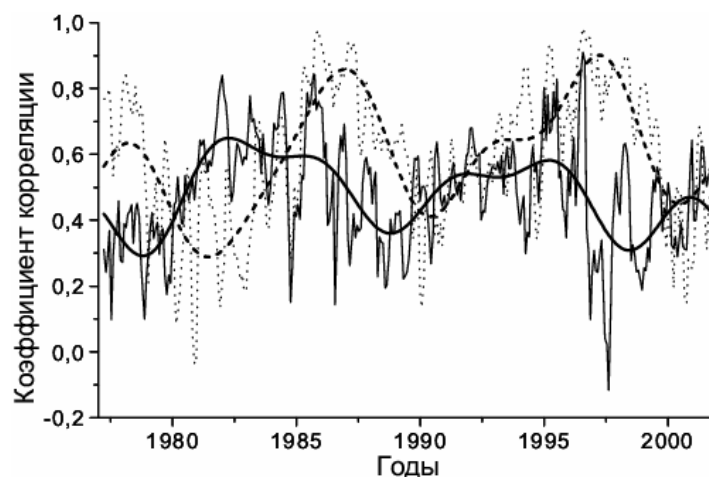


**Рис. 2.** То же, что на рис. 1, но для начала ветви спада активности.

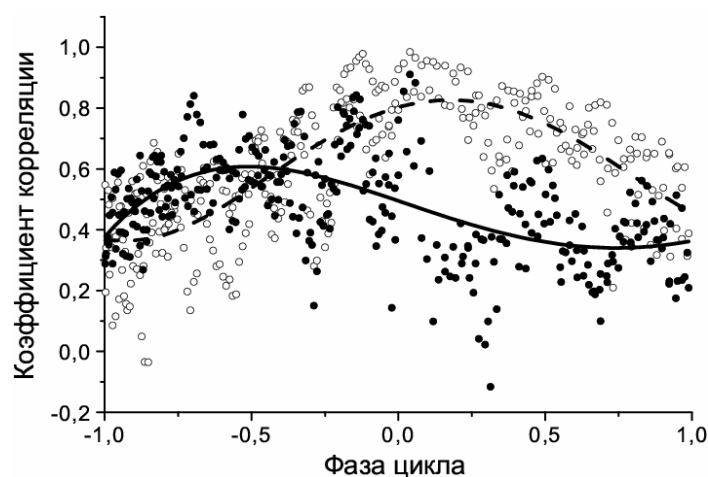
Иную картину можно видеть на рис. 2. Эти карты относятся к началу ветви спада активности. В это время корреляция яркости зеленой линии с напряженностью поля в короне сильно уменьшается, что следует из сопоставления верхней и нижней карт на рис. 2. Корреляция яркости зеленой линии короны с положением и величиной солнечных пятен в это же время увеличивается. Это видно на верхней панели рис. 2 – здесь большинство крупных пятен хорошо ложатся на области повышенного свечения зеленой линии.

Для количественной оценки соответствия синоптических карт с положением и площадью пятен были рассчитаны соответствующие коэффициенты корреляции. Для этого на каждой карте были найдены средние значения яркости зеленой линии, напряженности магнитного поля и суммарные площади солнечных пятен в момент их максимального развития в долготно-широтных интервалах размером  $30^\circ$  по долготе и  $20^\circ$  по широте (соот-

ветствующая “сетка” клеточек показана на рис. 1 и 2). Полученные коэффициенты корреляции показаны на рис. 3. Видно, что коэффициенты корреляции яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля и суммарной площадью пятен по-разному ведут себя в цикле активности. Влияние пятен на свечение зеленой линии ослабляется на фазе роста активности и возрастает на фазе спада. Корональное магнитное поле наиболее существенно сказывается в период минимума активности, а в максимуме его влияние фактически отсутствует.



**Рис. 3.** Временной ход коэффициентов корреляции яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля в короне (пунктирная линия) и суммарной площадью пятен (сплошная линия).



**Рис. 4.** Зависимость коэффициентов корреляции от фазы цикла активности. Пунктирная кривая – корреляция яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля в короне, сплошная кривая - с суммарной площадью пятен.

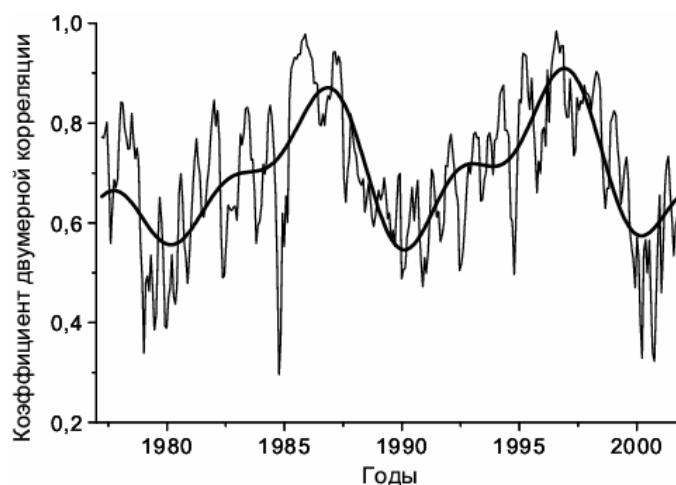
Это отчетливо видно на рис. 4, где представлены зависимости двух коэффициентов корреляции от фазы цикла активности. Здесь минимуму цикла соответствует фаза, равная нулю, на ветви роста фаза положительна, на ветви спада - отрицательна. Рис. 4 показывает, что на ветви спада активности коэффициенты корреляции яркости зеленой линии с магнитным

полям и суммарной площадью пятен в среднем почти равны (корреляция с пятнами лишь несколько выше), а на ветви роста эти коэффициенты различаются существенно.

Нами был также вычислен коэффициент двумерной корреляции. Яркость зеленой линии можно представить в виде:

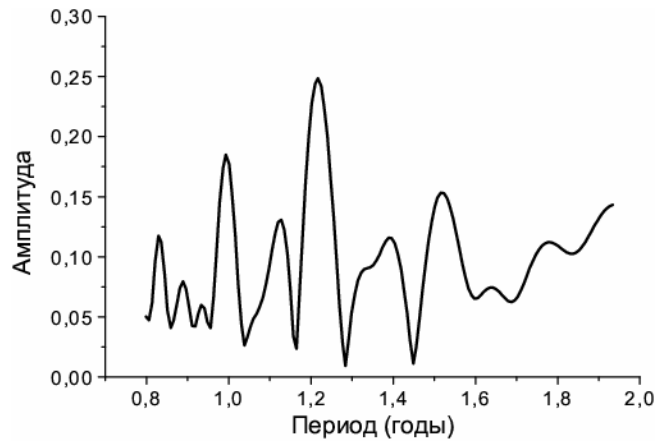
$$I = a B + b S_p + c \quad (1)$$

где  $S_p$  – суммарная площадь пятен, а коэффициенты  $a$ ,  $b$  и  $c$  характеризуют “вклад” напряженности магнитного поля и площадей пятен в яркость зеленой линии. По совокупности значений  $I$ ,  $B$  и  $S_p$  на каждой паре карт (типа приведенных на рис. 1 и 2) можно определить значения  $a$ ,  $b$  и  $c$  методом наименьших квадратов. После этого, с использованием полученных коэффициентов вычисляются значения яркости зеленой линии для каждой широтно-долготной клеточки. Коэффициент корреляции вычисленных значений  $I$  с наблюдаемыми называется коэффициентом двумерной корреляции. Временной ход полученного коэффициента приведен на рис. 5. Видно, коэффициент двумерной корреляции имеет хорошо выраженный циклический характер. Можно отметить также наличие 5-летнего периода. В максимуме активности коэффициент двумерной корреляции уменьшается, затем он постепенно возрастает и достигает близких к единице значений вблизи минимума активности.



**Рис. 5.** Коэффициент двумерной корреляции. Виден выраженный циклический характер этого коэффициента, а также 5-летний период.

На рис. 3–5, кроме циклической составляющей, отчетливо видны также короткопериодические вариации. Периодограмма, построенная для двумерного коэффициента корреляции, в области коротких периодов показывает, что существует выделенный период около 1,2 года (рис. 6), близкий к известному периоду, полученному в гелиосейсмологических исследованиях.



**Рис. 6.** Периодограмма для коэффициента двумерной корреляции. Выделяется период в 1.22 года, близкий к известному периоду, обнаруженному методами гелиосейсмологии.

## 2. Заключение

Проведенное нами рассмотрение показывает, что связь яркости зеленой корональной линии с напряженностью магнитного поля и площадями солнечных пятен имеет циклический характер. При этом соответствующие коэффициенты корреляции по-разному зависят от фазы цикла активности. На фазе спада эти коэффициенты примерно равны, на фазе роста коэффициент корреляции яркости зеленой линии с напряженностью магнитного поля значительно выше.

Следует отметить, что устоявшееся представление о том, что всегда усиление яркости зеленой корональной линии над пятнами однозначно соответствует размерам пятна, не вполне соответствует действительности. Конечно, циклические вариации чисел Вольфа и других индексов пятнообразовательной активности и яркости зеленой линии происходят в фазе. Однако более детальное рассмотрение показывает, что связь между яркостью короны в зеленой линии и локальными магнитными полями гораздо сложнее.

Работа была поддержана Российским Фондом Фундаментальных Исследований, проект 05-02-16090.

## Литература

1. **О.Г. Бадалян, В.Н. Обридко:** Астрон. журн., 2004, **81**, 746.
2. **N.G. Bludova:** Astron. Astrophys. Transact. 2005, **24**, 39.
3. **О.Г. Бадалян, В.Н. Обридко Ю. Сикора:** Астрон. журн., 2005, **82**, 535.
4. **O.G. Badalyan, V.N. Obridko, J. Sýkora:** Astron. Astrophys. Transact. 2004, **23**, 555.
5. **J. Sýkora:** Bull. Astron. Inst. Czechosl., 1971, **22**, 12.
6. **J. Sýkora,** Contrib. Astron. Obs. Skalnaté Pleso, 1992, **22**, 55.

## **ПОВЕРХНОСТНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ – АНАЛОГ ЦИКЛИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА**

**Бруевич Е.А.<sup>1</sup>, Алексеев И.Ю.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Астрономический институт им. П.К.Штернберга, Москва*

<sup>2</sup>*Крымская астрофизическая обсерватория, Научный, Крым*

## **THE SURFACE ACTIVITY OF LATE-TYPE STARS AS ANALOG OF CYCLIC ACTIVITY OF THE SUN**

**Bruevich E.A.<sup>1</sup>, Alekseev I.Yu.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Shternberg Astronomical institute, Moscow*

<sup>2</sup>*Crimea Astrophysical observatory, Nauchnyi, Crimea*

### **Abstract**

*The evaluations of spot areas for sun-like stars with active chromospheres using the optical observations of rotational modulation are fulfilled. It is shown that values of spot areas change gradually step by step from stars with the low level of atmospheric activity to stars from the CrAO observing program with relatively large spot areas. Zonal spottedness models for red dwarf stars from the CrAO observing program were created earlier by Gershberg and Alekseev. The close relationship between spot areas and the X-ray fluxes for stars with different activity levels has made clear. So, the new important aspect of the problem concerned to the real position solar activity among the stars with active atmospheres and, in particular, among other late-type stars with well-expressed cycles of the chromospheric activity is analyzed.*

### **Введение**

Фотометрические наблюдения красных карликовых звезд, регулярно проводимые на разных обсерваториях с начала пятидесятых годов XX века, выявили малоамплитудную квазипериодическую переменность блеска у части из них, вызванную наличием на поверхности вращающихся звезд темных пятен, подобных солнечным. Оказалось, что яркость отдельных пятен сравнима с яркостью пятен на Солнце, в то время как суммарная площадь пятен запятненных звезд может быть существенно больше и охватывать до 40% поверхности диска. Дальнейшие наблюдения показали присутствие на звездах всех основных проявлений активности типа солнечной, в том числе, наличие мощных хромосфер и корон. Кроме того, у некоторых звезд была выявлена устойчивая цикличность проявлений активности внешних атмосфер.

Хромосферная активность звезд начала изучаться позже запятненности, в шестидесятых годах, с помощью регулярных наблюдений линий H и K Ca II на обсерватории Маунт Вилсон.

Начало изучению их корональной активности - потоков от звезд в рентгеновском диапазоне - положил запуск астрофизической обсерватории высоких энергий НЕАО-2 (обсерватории Эйнштейна) в 1978 г.

Из имеющегося сейчас материала о фотосферной, хромосферной и корональной активности звезд поздних спектральных классов (в дальнейшем – поздних звезд) можно выделить группу сильно запятненных звезд. Для этих звезд были построены зональные модели и достаточно точно определена площадь темных пятен на их поверхности, [1,2]. Целью данной работы является сравнение запятненности этой группы со звездами, более близкими по уровню активности к Солнцу [3,4].

### **Оценка запятненности звезд солнечного типа**

Как известно, наблюдательная программа изучения хромосферной активности звезд "НК-проект" включает в себя определение отношения потока излучения в центрах эмиссионных линий H и K Ca II (396,8 и 393,4 нм соответственно) к потоку излучения в близлежащем континууме (400,1 и 390,1 нм) - так называемого авторами наблюдений индекса S Ca II (как среднего значения по обеим линиям), [3].

Ниже мы сравнили запятненность двух групп звезд: сильно запятненных, изучаемых в КРАО и звезд "НК-проекта", более близких к Солнцу. Для этого мы использовали данные о фотометрических наблюдениях в стремгеновской полосах b и y, [4]; данные  $(b + y)/2$  очень близки к стандартной полосе V системы UBVR.

Звезды с ярко выраженной эмиссией в линиях Ca II, относящиеся к спектральным классам F, G и K, очевидно, редко пересекаются с выборкой сильно запятненных звезд. В нашем случае имеется лишь две звезды, общие для обеих групп.

Для оценки запятненности звезд солнечного типа мы использовали фотометрические наблюдения 35 звезд "НК-проекта", [4]. Эти звезды наблюдались в течение 10 лет параллельно с продолжением почти сорокалетних рядов наблюдений этих звезд в линиях H и K Ca II в составе 111 других. При всем этом модуляции фотометрических кривых блеска звезд "НК-проекта" оказались в среднем намного ниже, чем у звезд, наблюдаемых в КРАО. Это и понятно, звезды в КРАО и звезды "НК-проекта" принадлежат к различным выборкам звезд: первые - наиболее яркие представители запятненных звезд, вторые характеризуются выдающейся хромосферной активностью. Тем более интересным является сравнение этих звезд с точки зрения одновременного проявления ими как запятненности, так и хромосферной и корональной активности.

В нашем случае по данным о результатах наблюдений в одной фотометрической полосе мы оцениваем общую запятненность звездной поверхности по амплитуде вращательной модуляции и максимальному блеску звезды, соответствующему уровню незапятненной фотосферы.

Воспользуемся в этом случае выражение для яркости запятненной звезды, [2]:

$$\Delta m_\lambda = -2.5 \lg(1 - (1 - \beta_\lambda)G_\lambda), \quad (1)$$

где

$$G_\lambda = ((1 - u_\lambda)I + u_\lambda J) / (I - u_\lambda / 3) \quad (2)$$

Здесь контраст  $\beta_\lambda$  - отношение поверхностных яркостей пятна и фотосферы,  $u_\lambda$  - линейный коэффициент потемнения к краю, величина  $I$  равна выраженной в долях видимого диска звезды площади проекции пятна на картинную плоскость, а  $J$  характеризует положение пятна относительно центра диска.

Разность звездных величин  $\Delta m$  отсчитывается от уровня блеска незапятненной атмосферы. Если пренебречь эффектом потемнения звезды к краю, выполняется соотношение:  $J = 2I/3$  и тогда получаем следующее соотношение для вычисления доли диска, занятой пятном:

$$I = (1 - 10^{-0.4\Delta m}) / (1 - \beta_\lambda) \quad (3)$$

Используя формулу (3), проводим оценки величины  $I$ , численно равной относительной запятненности звезд "НК-проекта", определив соответствующие величины  $\Delta m$  по их фотометрическим кривым блеска из [4].

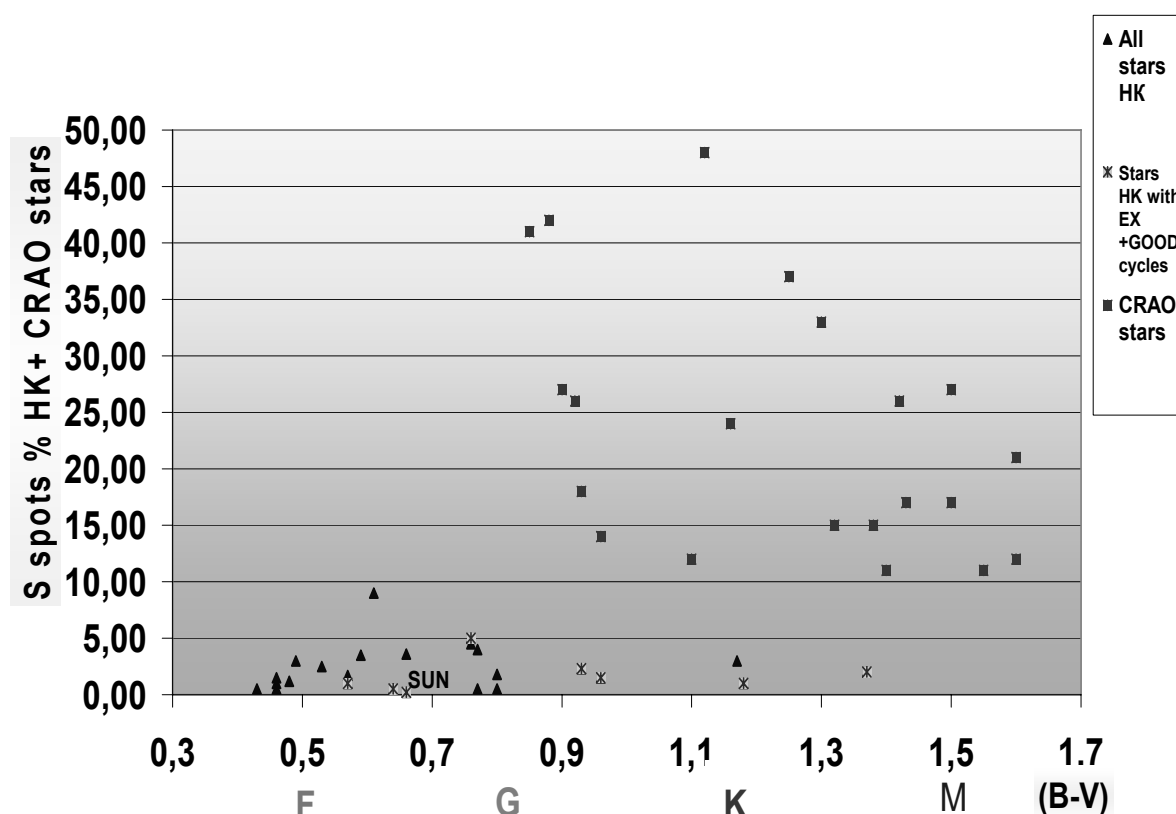
Одним из основных результатов построения зональных моделей явилась зависимость температуры пятен от абсолютного блеска звезды (в поясе  $V$ ). Это позволяет определить контраст  $\beta_V$  и для других поздних звезд, в частности, рассматриваемых звезд "НК-проекта".

Из формулы (3) видно, что зависимость относительной площади пятен от контрастов, в нашем случае изменяющихся в диапазоне  $\beta_V = 0.1 - 0.25$ , является весьма слабой. Возможность проведения успешных оценок запятненности звезд "НК-проекта" по упрощенной схеме подтвердилась в результате проведения нами контрольных обратных вычислений с помощью той же формулы (3) величин общей площади пятен для 25 звезд КРАО. Максимальная погрешность наших вычислений выявляется в случае звезды EK Dra = HD 129333, общей для обеих групп звезд, когда величина запятненности по зональным моделям в 1.2-1.3 раза превышает найденное нами значение.

Для второй общей для двух групп звезды VE Ceti = HD 1835 запятненность совпадает при вычислении обоими методами.

На Рис. 1 представлены рассчитанные нами площади максимальной запятненности 25 звезд "НК-проекта", которые мы выбрали для дальнейшего анализа (они одновременно входят и в рентгеновский каталог ROSAT) и 25 звезд, наблюдаемых в КРАО в зависимости от (B-V) или спектральных классов.

Видно, что звезды с активными хромосферами, имеющие большую запятненность по сравнению с остальными из "НК-проекта", принадлежат, в основном к спектральным классам F, G и частично K. Максимум распределения сильно запятненных звезд КРАО сдвинут к спектральным классам K и M. К тому же звезды "НК-проекта", уровень активности которых близок к солнечному, обладают существенно меньшей запятненностью. При этом часть этих звезд с хорошо определенными циклами хромосферной активности, в том числе и Солнце, характеризуются меньшей (в 2 - 3 раза) площадью пятен (единственное исключение – V2292Oph=HD 152391) по сравнению с остальными рассматриваемыми звездами "НК-проекта".

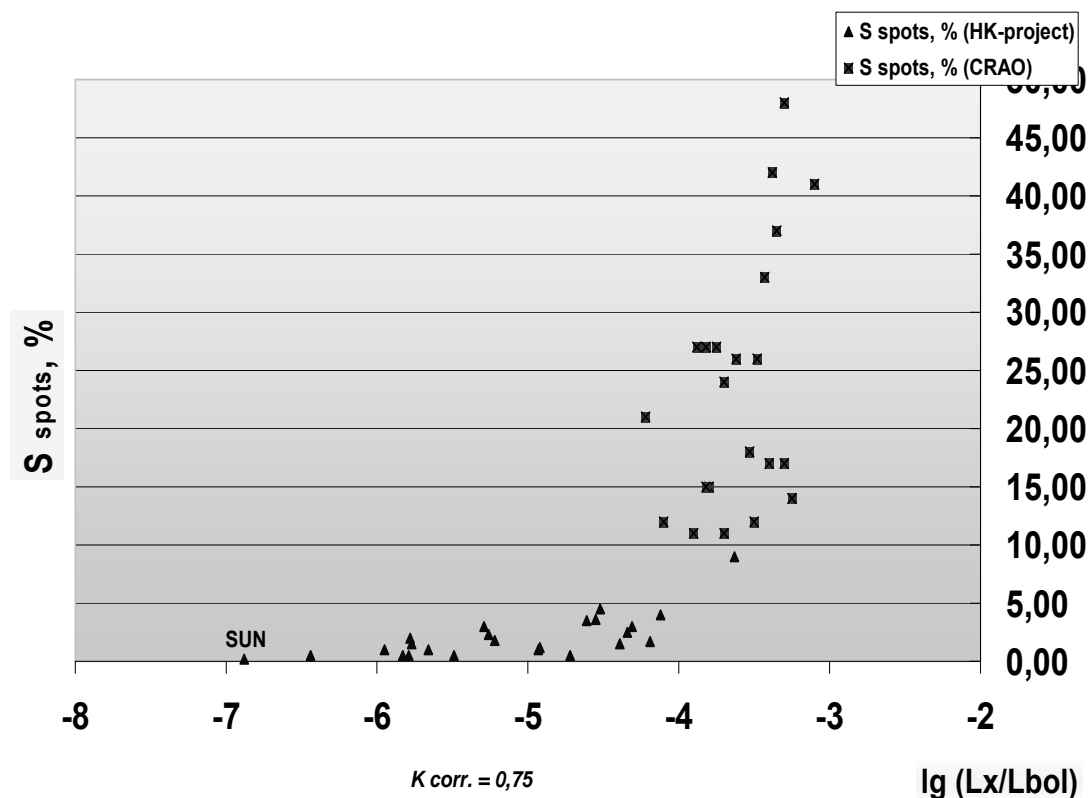


**Рис.1.**

Площадь пятен S,% 25 звезд НК-проекта и 25 запятненных звезд, наблюдаемых в КРАО.

Для 50 рассматриваемых звезд обеих групп имеются данные о мягком рентгеновском излучении, зарегистрированном на спутнике ROSAT. Отношение рентгеновской к болометрической светимости, как известно, является хорошим индексом, характеризующим мощность звездной короны. Зависимость запятненности звезд от  $\lg(L_x/L_{bol})$  представлена на Рис.2.





**Рис.2.**

Связь между площадью пятен звезд (программ наблюдений НК-проекта + КРАО) и потоком в мягком рентгеновском диапазоне по данным ROSAT (приведенным к болометрической звездной величине звезды).

Здесь впервые выявляется то, что величина запятненности изменяется постепенно от Солнца к звездам с максимально мощными коронами (среди одиночных звезд).

Видно, что градиенты изменения для звезд типа Солнца и сильно запятненных звезд сильно различаются. Частично это связано с тем, что часть сильно запятненных звезд выходит уже на уровень насыщения рентгеновского излучения, когда 0.001 часть энергии, которая генерируется в ядре звезды, тратится на нагрев короны.

Разумеется, часть объектов спокойнее Солнца не вошли в наше рассмотрение и должны были располагаться в левом нижнем углу Рис.2.

### Выводы

К настоящему времени стали известны около тысячи звезд в окрестности Солнца с процессами, аналогичными солнечной активности. Это делает возможным сравнение характеристик этих процессов на звездах с циклами и Солнцем, проанализировать, в каких случаях неупорядоченная активность выходит на асимптотический циклический режим. Рассмотрение этого вопроса начато в [5] и сейчас развивается на новом наблюдательном материале. В свете этой общей проблемы выше нами проанализи-

ровано поведение запятненности активных поздних звезд. Выяснилось, что Солнце органично вписывается в этот ряд, характеризуясь низкими значениями общей площади пятен. Это, вообще говоря, характерно для всех поздних звезд с циклами. Важным оказалось то, что тесная связь между запятненностью и мощностью коронального излучения прослеживается от Солнца до наиболее активных звезд, у которых уровень мягкого рентгеновского излучения (мощность корон) выходит на уровень насыщения. Это подтверждает общую концепцию о связи дефицита излучения в пятнах со строением внешних атмосфер поздних звезд, см. [6].

Работа поддержана Грантом РФФИ 04-02-16068.

### Литература

1. *Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е.*, Астрон. журн., **73**, 589(1996).
2. *Алексеев И.Ю.*, Запятненные звезды малых масс, глава 4,(Астропринт, Одесса,2001)
3. *Бальюнас и др.* (S.L. Baliunas, R.A. Donahue, W.H. Soon, et al.), Astrophys.J., **438**, 269(1995).
4. *Радик и др.* (Richard R. Radick, G.W. Lockwood, B.A. Skiff and S.L. Baliunas), Astrophys.J.Suppl.Ser., **118**, 239(1998).
5. *Бруевич Е.А., Кацова М.М., Соколов Д.Д.*, Астрон. журн., **78**, 827(2001).
6. *Алексеев И.Ю., Гершберг Р.Е., Кацова М.М., Лившиц М.А.*, Астрон. журн., **78**, 558(2001).

## **ПРОБЛЕМЫ РАВНОВЕСИЯ ВЕРХНИХ СЛОЕВ И ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ**

**Вандакуров Ю.В.**

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

## **PROBLEMS OF UPPER LAYERS EQUILIBRIUM AND SOLAR MAGNETIC FIELD GENERATION**

**Vandakurov Yu.V.**

*Ioffe Phisycso-technical institute RAS  
St. Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*We discuss strong difficulties arisen in the upper layers of the solar convection zone where realization of some latitude variations of the heat transport in the presence of a strong radial density decrease is necessary. Apparently, only a formation of a multfluid medium containing ions with different energies is the only possibility to fulfil the balance requirements. The presence of high energy ions on the Sun supports this hypothesis discussed also by the author (Techn.Phys.V.50, No.6, 2005).*

*We discuss also the problem of generation of solar magnetic fields.*

Гелиосейсмические данные [1-3] свидетельствуют о сложном поведении солнечного вращения в самых верхних слоях солнечной конвективной зоны. Например, в этих слоях присутствует асимметрия вращения относительно экватора, а также возбуждаются другие движения среды.

Важно еще, что в упомянутых слоях имеют место резкие пространственные вариации давления  $p$  и плотности  $\rho$ . Так, в приближении невращающейся среды расчеты Гюнтера и др. [4] показывают, что вблизи границы конвективной зоны параметр  $d = - (r/\rho)(dp/dr)$  достигает значений порядка 4000. Здесь  $r$  – радиус. При этом цитированная величина  $d$  возрастает почти в 2 раза при изменении относительного радиуса всего лишь на 0.001 своей величины.

При столь резкой зависимости равновесных величин от радиуса представляется невыполнимой задача построения равновесной модели, имеющей существенно различные значения скоростей вращения на разных широтах. Однако и предположение о жестком вращении обсуждаемых верхних конвективных солнечных слоев находится в противоречии с гелиосейсмическими данными, свидетельствующими о значительных различиях в рассматриваемых скоростях вращения (Скоу и др., [5]).

Иначе говоря, в самых верхних солнечных слоях возникает необходимость перехода к какому-то другому закону вращения среды, при котором становится возможным удовлетворение, как условия резкой радиальной зависимости теплопереноса, так и условия существования широтных вариаций теплопереноса. Не исключено, что обсуждаемые затруднения в какой-то мере способствуют формированию тех асимметричных структур, которые присутствуют в гелиосейсмических наблюдениях верхних солнечных слоев [1-3].

Однако, кардинальный выход из сложившейся сложной ситуации, по-видимому, возможен, только если в рассматриваемых верхних слоях будет происходить формирование так называемой многожидкостной среды, содержащей не только тепловые частицы, но и частицы со значительно более высокими средними скоростями. Уравнения, описывающие такую нестандартную среду, рассматривались, например, Ждановым [6]. Важно также, что сам процесс формирования упомянутой среды связан с затратами энергии на ускорение каких-то заряженных частиц, т.е. речь идет о реализации новой и весьма мобильной формы переноса тепла в звездах.

Присутствие солнечного ветра подтверждает высказанную гипотезу, обсуждавшуюся в работе автора [7]. Экспериментальные данные, подтверждающие существование солнечного ветра приводятся, например, в работах [8,9]. Заметим еще, что затраты энергии на формирование упомянутого ветра могут вносить существенный вклад в общее излучение энергии на Солнце. Рассматриваемые явления могли бы объяснить, как нагрев хромосферы и короны, так и факт появления быстрых частиц в верхних солнечных слоях. В присутствии солнечного ветра может происходить также более быстрое, по сравнению с ожидаемым, замедление солнечного вращения. Последняя проблема обсуждалась, например, в книге Тассуль [10].

Если же речь идет об уравнениях, описывающих состояние ниже расположенной основной конвективной зоны, то стандартное приближение двухжидкостной среды является достаточно точным. При этом не простой является проблема вывода основных уравнений, определяющих, как равновесное состояние, так и характер самовозбуждающихся движений во вращающейся намагниченной конвективной зоне. Дело в том, что на оси вращения может возникать особенность. Например, в основополагающей работе Брагинского [11] решение уравнений определялось в виде разложений, сходимость которых не рассматривалась. Однако, не точно устраненная сингулярность остается все же сингулярностью. Таким образом, полученный в динамо теории вывод о присутствии в солнечной конвективной зоне какой-то турбулентной вязкости среды нельзя признать достоверным. С помощью численных расчетов, проводившихся с учетом вязких сил, также не удалось подтвердить факт существования упомянутой вязкости. Например, найденная в работе [12] модель конвективной зоны характери-

зуются чрезмерно сильными осциллирующими магнитными полями. Происходит даже подавление первоначально заданного дифференциального вращения вязкими силами.

Ниже мы пользуемся точной процедурой представления любого векторного поля в виде ряда по полной системе ортогональных векторных сферических гармоник, детальное изучение которых проводилось в квантовой механике [13]. В этой работе приведены также численные данные для представления различных нелинейных векторных дифференциалов, появляющихся в рассматриваемых уравнениях движения.

Заметим еще, что нами проводилась работа по преобразованию упомянутых численных представлений дифференциалов в виде формул [14]. Однако, в связи с неоднозначностью обозначений, использованных в последней работе, необходимо провести изменение обозначений, как это уже обсуждалось в работе [15].

Самовозбуждение генерации осесимметричного тороидального магнитного поля нами изучалось на примере нижних солнечных конвективных слоев в предположении, что частота вращения является функцией одного радиуса, и в среде происходит медленная меридиональная циркуляция вещества с подъемом (или опусканием) среды в центральной части и с обратным по направлению движением на периферии [16,17].

На примере этих расчетов видно, что никакой турбулентной вязкости в рассматриваемых уравнениях нет, причем упомянутая генерация поля присутствует. Характерное время генерации в случае нижних слоев порядка десяти лет, если скорость меридиональной циркуляции составляет около десяти см/сек. Изменение направления циркуляции на обратное соответствует переходу к новому циклу.

Очевидно, что рассмотренный процесс генерации магнитного поля может находиться в соответствии с данными наблюдений. Представляется также правдоподобным, что сам обсуждаемый процесс генерации магнитных полей, сопровождающийся всплыванием и распадом последних, эквивалентен какому-то своеобразному теплопереносу. В результате общий теплоперенос облегчается.

Вообще говоря, любой теплоперенос в звездах связан с теми или иными затруднениями. Например, в случае лучистого теплопереноса необходимо возбуждение медленной меридиональной циркуляции среды (см., например, обсуждение проблемы в работе [10]). Если же речь идет о конвективной зоне, то дополнительные трудности связаны с той боковой силой, которая действует на любой конвективный элемент,двигающийся не параллельно оси вращения [15]. В присутствии тороидального магнитного поля (около 110 килोगаусс) упомянутая сила может быть скомпенсирована. Не исключено, что при нарушении рассматриваемой компенсации могут создаваться условия, соответствующие хаотическому теплопереносу.

## Литература

1. *Basu S., Antia H.M., Tripathy S.C.*, 1999, Ap.J., V. 512, P. 458.
2. *Haber D.A. et al*, 2002, Ap.J., V. 570, P. 855.
3. *Zhao J., Kosovichev A.G.*, 2004, Ap.J., V.603, P. 776.
4. *Guenther D.B. et al*, 1992, Ap.J., V.387, P. 372.
5. *Schou J. et al*, 2002, Ap.J., V. 567, P. 1234.
6. *Жданов В.М.*, 1962, Прик. Матем. и Мех., Т. 26, № 2, С. 280.
7. *Вандакуров Ю.В.*, 2005, Ж. Тех. Физ., Т. 75, В. 6, С. 140.
8. *Паркер Е.*, 1965, Динамические процессы в межпланетной среде. М., Мир.
9. *Брандт Дж.*, 1973, Солнечный ветер. М., Мир.
10. *Тассуль Дж.*, 1982, Теория вращающихся звезд. М., Мир.
11. *Брагинский С.И.*, 1964, Ж.Эксп.и Теор.Физ., Т.47, В. 3, С. 1084.
12. *Bruijn A.S.*, 2004, Solar Phys., V. 220, P. 333.
13. *Варшалович Д.А. и др.*, 1988, Квантовая теория углового момента. Л., Наука.
14. *Вандакуров Ю.В.*, 1999, Астрон. Ж., Т. 76, В.1, С. 29.
15. *Вандакуров Ю.В.*, 2003, Ж. Тех. Физ., Т. 73, В.3, С. 23.
16. *Вандакуров Ю.В.*, 2001, Изв.вузов.Радиофиз., Т.44, N 9, С. 735.
17. *Вандакуров Ю.В.*, 2001, Астрон. Ж., Т. 78, В. 3, С. 253.

## **11-ЛЕТНИЙ И 22-ЛЕТНИЙ ЦИКЛЫ В ГЕЛИОДОЛГОТНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

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

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

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

## **11-YEAR AND 22-YEAR CYCLES IN THE HELIOLONGITUDINAL DISTRIBUTION OF SOLAR ACTIVITY**

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

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

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

### **Abstract**

*The problem of the preferred solar longitudes is studied on the base of various manifestations of solar activity: sunspot data for 1917-1995; solar proton event sources (1976-2003) and X-ray flare sources (1976-2003). Solar activity distributions behave differently during the ascending phase and maximum of the solar cycle on one hand and during the declining phase and minimum on the other depicting maxima around roughly opposite Carrington longitudes (180° and 0°).*

*Longitudinal distribution of the photospheric magnetic field studied on the base of Wilcox Solar Observatory data also displays the above structure during two characteristic periods. The observed change of active longitudes may be connected with the polarity changes of Sun's magnetic field in the course of 22-year magnetic cycle.*

Проблема активных долгот имеет большую историю, тем не менее, и до настоящего времени она актуальна. Поиски активных долгот проводились различными методами и для различных индексов солнечной активности (см., например, [1,2,3]).

Одной из актуальных проблем остается вопрос об антиподальном расположении активных долгот. Хотя многие авторы отмечали тенденцию появления активных зон, разделенных на 180° (см. [4,5] и ссылки в них), сведения об их положении зачастую были противоречивы. Время жизни наблюдаемых активных долгот также значительно варьировало - от нескольких лет до нескольких солнечных циклов.

В данной работе основное внимание уделяется вопросу сохранения устойчивой долготной асимметрии на большой временной шкале порядка нескольких солнечных циклов. Исследуется связь долготной асимметрии с изменением магнитного поля Солнца в течение 22-летнего солнечного цикла.

## Распределение солнечной активности

Для нашего исследования мы использовали следующие данные: солнечные пятна, 1917-1954 (Гринвичская обсерватория) и 1955-1995 (Пулковская обсерватория); рентгеновские вспышки классов М и X за 1976-2003 гг. и источники солнечных протонных событий с интенсивностью  $J(E_p > 10 \text{ МэВ})$  более  $10 \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$  за 1976-2003 гг. ([ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA)). Распределение активности рассматривалось относительно кэррингтоновской системы координат.

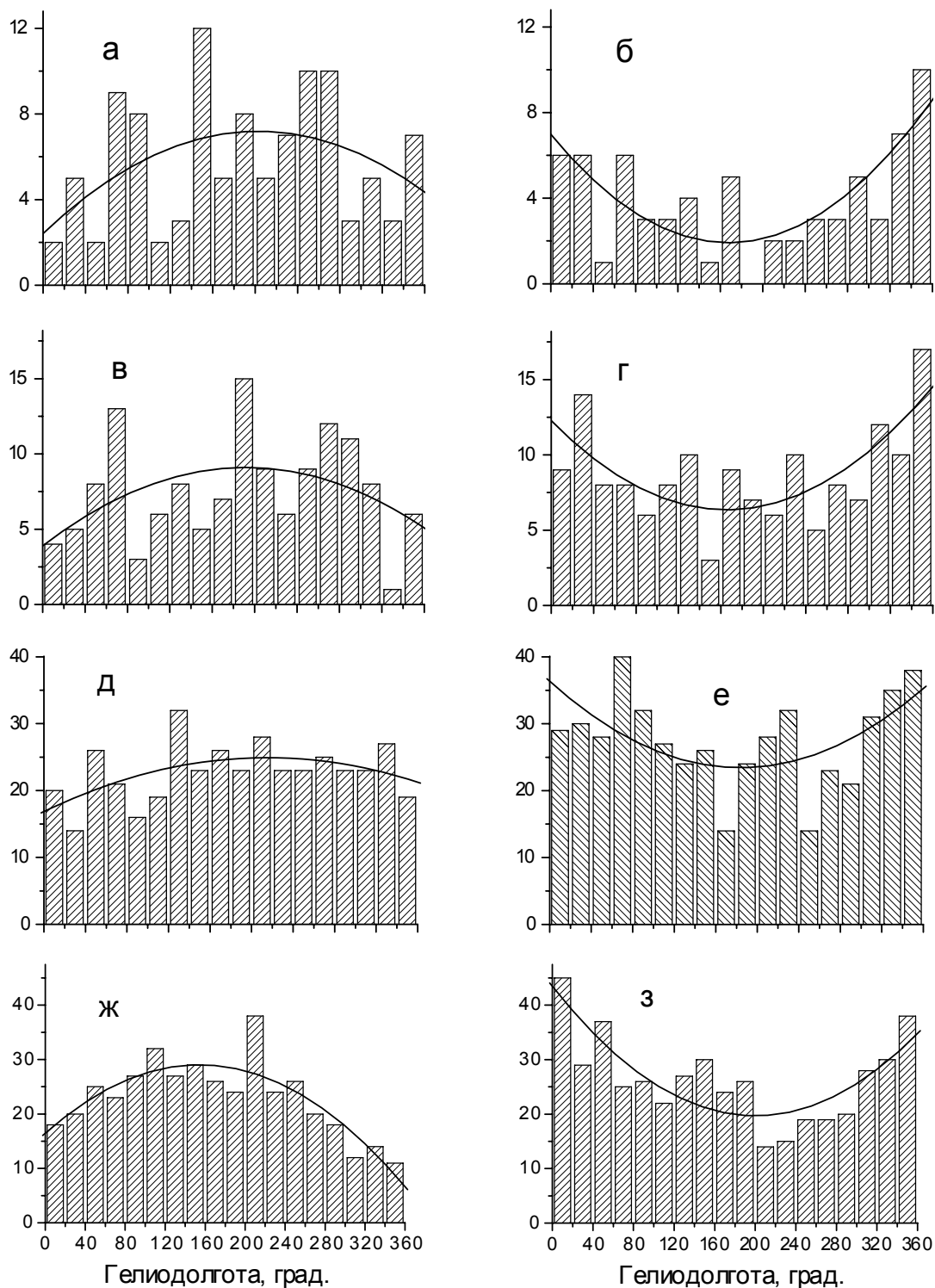
Для исследования долготного распределения солнечных пятен по диску Солнца нами был предложен метод векторного суммирования площадей солнечных пятен, учитывающий гелиодолготу каждого отдельного пятна [6]. Каждая группа пятен представлялась как полярный вектор, модуль которого равен площади данной группы пятен, а фаза соответствует кэррингтоновской долготе этой группы. Векторная сумма вычислялась с учетом всех солнечных пятен, наблюдавшихся за каждый день оборота Бартельса. Результирующий вектор  $\vec{S}$  является характеристикой долготной асимметрии солнечной активности, в значительной степени освобожденной от стохастической, случайным образом распределенной по долготе солнечной активности, что подчеркивает более систематическую и упорядоченную часть солнечной активности. Основной вклад в вектор  $\vec{S}$  дают большие, долгоживущие группы пятен. Если модуль вектора  $\vec{S}$  может рассматриваться как мера долготной асимметрии, то направление вектора (полярный угол) указывает на кэррингтоновскую долготу, доминирующую в данном обороте Солнца.

Таким же образом была определена долготная асимметрия расположения источников рентгеновских вспышек, причем вместо площади солнечных пятен использовалась интенсивность вспышек.

Долгопериодные изменения асимметрии изучались путем построения гелиодолготных распределений (рис. 1) для различных проявлений солнечной активности (источники солнечных протонных событий, источники рентгеновских вспышек классов М и X, солнечные пятна). Данные были разделены на две группы соответственно двум частям 11-летнего солнечного цикла: подъем - максимум и спад - минимум [5].

Два противоположных типа распределений были получены для всех проявлений солнечной активности: в то время как гистограммы для периода подъем - максимум (рис. 1 а, в, д, ж) имеют выпуклую форму огибающей (максимум близок к  $180^\circ$  кэррингтоновской долготы), для периода спад - минимум огибающая вогнутая (рис. 1 б, г, е, з), то есть максимум приходится на долготу  $0^\circ/360^\circ$ . Таким образом, переход от одной части 11-летнего солнечного цикла к другой сопровождается перескоком на  $180^\circ$  по гелиодолготе максимума долготного распределения для всех рассмотренных проявлений солнечной активности.

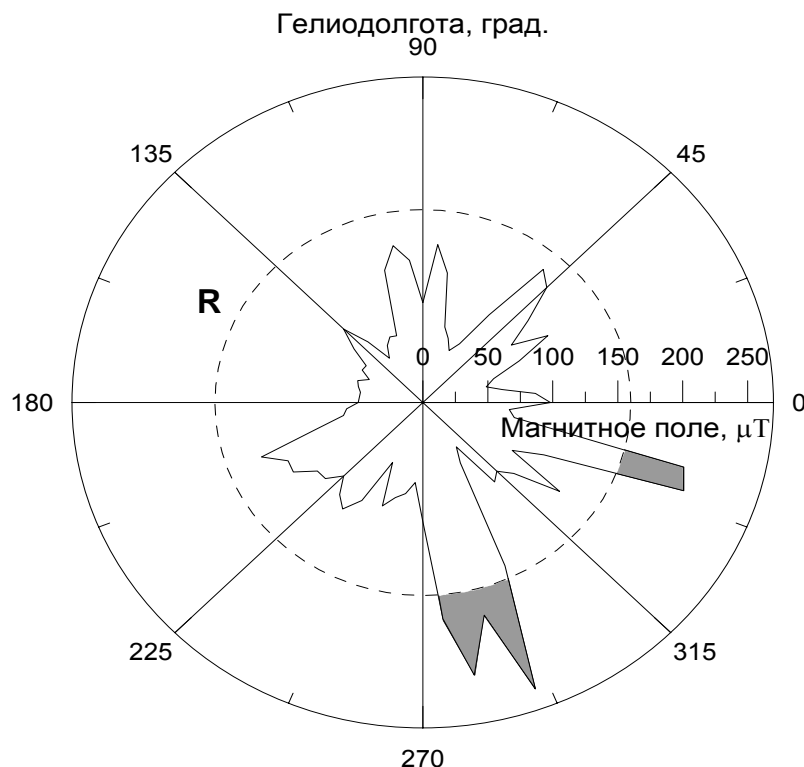




**Рис. 1.** Гелиодолготное распределение различных проявлений солнечной активности: (а, б) - источники солнечных протонных событий; (в, г) - рентгеновские вспышки М и Х классов; (д, е) - солнечные пятна северной полусферы; (ж, з) солнечные пятна южной полусферы. Ряды данных были разбиты на две группы согласно различным периодам солнечного цикла: подъем и максимум активности - рис. а, в, д, ж; спад и минимум – рис. б, г, е, з. Два типа огибающих характерны для распределений – выпуклая для периода подъем - максимум, вогнутая для периода спад - минимум.

## Магнитный цикл Солнца

Долготное распределение фотосферного магнитного поля было рассмотрено по данным 1976-2004 гг., полученным обсерваторией Дж. Вилкокка, Стенфорд (<http://quake.stanford.edu/wso/wso.html>). Поскольку нас интересовало долготное распределение полей, абсолютные значения магнитного поля  $|B|$  усреднялись в интервале широт от  $-70^\circ$  до  $+70^\circ$ . На полярной диаграмме (рис. 2) в качестве примера приведено усредненное по широте долготное распределение магнитного поля для кэррингтоновского оборота № 1936.

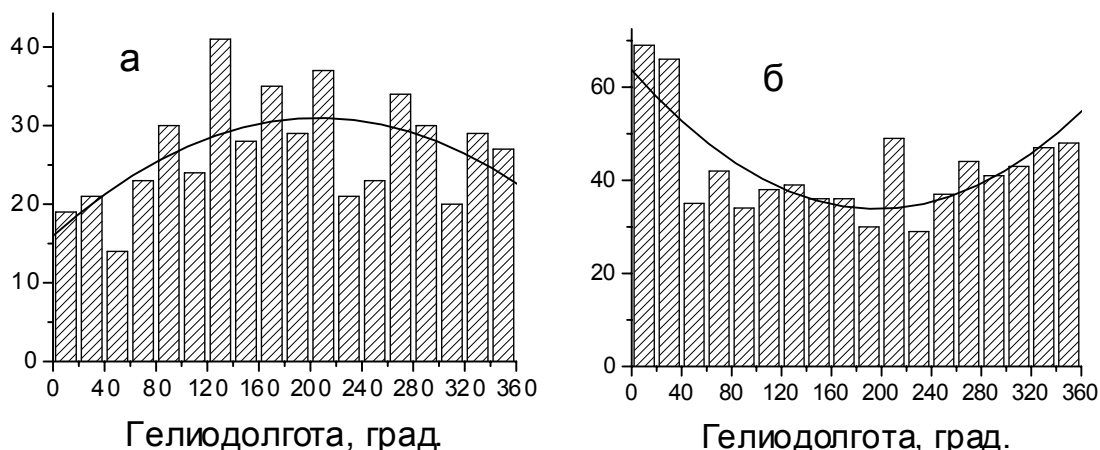


**Рис.2.** Полярная диаграмма: модуль солнечного магнитного поля  $|B|$  для кэррингтоновского оборота № 1936 (усредненные по гелиошироте данные WSO – обсерватория Дж. Вилкокка, Стенфорд). На рисунке можно видеть два пика, превышающие уровень  $R = \overline{|B|} + 1.5\sigma(|B|)$ . Положение пиков:  $282.5^\circ$  и  $342.5^\circ$  кэррингтоновской долготы.

Пики, превышающие средний за оборот уровень  $|B|$  на величину, большую  $1,5\sigma$  ( $\sigma$  - стандартное отклонение), отбирались для дальнейшего анализа: на рис. 2 пунктиром отмечен уровень  $R$ , где  $R = \overline{|B|} + 1,5\sigma(|B|)$ .

Кэррингтоновская долгота, соответствующая середине пика, использовалась для построения гистограммы. Таким образом предполагалось выделить участки с повышенными по сравнению с остальной солнечной поверхностью значениями магнитного поля. Как и для солнечной активности, ряд данных был разбит на два периода: подъем – максимум солнечного цикла и спад – минимум. Так же, как и для солнечной активности два противоположных долготных распределения (а) – выпуклое, и (б) – вогнутое наблюдаются для двух частей 11-летнего цикла (рис.3). Совпадение особенностей долготного распределения фотосферного магнитного поля и солнечной активности подтверждает предположение о том, что два проти-

воположных типа распределения связаны с изменением структуры магнитных полей на Солнце.



**Рис. 3.** Гелиодолготное распределение фотосферного магнитного поля в 1976-2004 гг. для двух периодов солнечного цикла: (а) – подъем и максимум солнечной активности; (б) – спад и минимум. Два противоположных типа огибающей - выпуклая (а), и вогнутая (б) характерны для двух частей 11-летнего цикла.

Временные моменты, разделяющие два характерных периода, являются важными критическими точками 22-летнего магнитного солнечного цикла. Время между солнечным максимумом и началом фазы спада совпадает с инверсией общего магнитного поля Солнца (ОМПС). С другой стороны, время между минимумом и фазой подъема связано с началом нового солнечного цикла и сменой полярности пятен согласно закону Хейла. Смену полярностей магнитных полей в ходе 22-летнего солнечного цикла можно сопоставить с изменением долготной асимметрии солнечной активности (см. табл. 1). Основное отличие четырех интервалов (I – IV), образующих полный 22-летний цикл, состоит в совпадении (или несовпадении) знака ОМПС со знаком магнитного поля ведущего пятна.

**Таблица 1.** Полярности магнитного поля Солнца.

Солнечный цикл		Сев. полушфера		Южн. полушфера		Активная долгота
		Общее магнитное поле	Ведущее пятно	Общее магнитное поле	Ведущее пятно	
<b>Четн.</b>	I. Подъем + Максимум	–	–	+	+	180°
	II. Спад + Минимум	+	–	–	+	0°
<b>Нечет.</b>	III. Подъем + Максимум	+	+	–	–	180°
	IV. Спад + Минимум	–	+	+	–	0°

Общее свойство интервалов I и III, где максимум долготного распределения приходится на  $180^\circ$ , состоит в том, что полярности ОМПС и полярности ведущих пятен одинаковы (в пределах каждой полусферы). С другой стороны эти полярности противоположны для интервалов II и IV, где максимум долготного распределения близок к  $0^\circ/360^\circ$ .

### Выводы

Различные проявления солнечной активности, рассмотренные в этой работе (солнечные пятна, рентгеновские вспышки, источники солнечных протонных событий), также как и фотосферное магнитное поле показывают устойчивую асимметрию с одинаковыми особенностями гелиодолготного распределения в течение нескольких солнечных циклов.

Для двух частей 11-летнего солнечного цикла все рассмотренные параметры обнаруживают противоположные типы долготного распределения: выпуклый для фаз подъема и максимума, вогнутый для фаз спада и минимума. В то время как для подъема и максимума солнечного цикла максимум распределения расположен около  $180^\circ$ , для спада и минимума максимум долготного распределения близок к  $0^\circ/360^\circ$ .

Два характерных периода принадлежат к различным эпохам магнитного цикла Солнца. Период подъем - максимум соответствует эпохе совпадения полярностей ОМПС с полярностями ведущих солнечных пятен (для каждой из солнечных полусфер). Период спада - минимума соответствует эпохе с противоположными знаками ОМПС и ведущих солнечных пятен. В работе [7] показано, что соотношение полярностей ОМПС и хвостового пятна имеет принципиальное значение: именно при противоположной полярности наблюдаются гигантские корональные петли, соединяющие последующие части в комплексах активности с полярным полем. Эти структуры сохраняются в течение фазы подъема и максимума солнечного цикла. При совпадении полярностей (фаза спада и минимум) подобные структуры не наблюдались.

Полученные нами результаты свидетельствуют о том, что изменение соотношения полярности локальных и глобальных магнитных полей на Солнце находит отражение в смене расположения активных долгот.

### Литература

1. *Vitinskij Yu.I.* 1969, Solar Phys., 7, 210.
2. *Bumba V. et al.* 1996, 117, 291.
3. *Benevolenskaya E.E. et al.* 1999, ApJ, 517, L1631.
4. *Bai T.* 1987, ApJ, 314, 795.
5. *Vernova E.S. et al.* 2004, Solar Phys., 221, 151.
6. *Vernova E.S. et al.* 2002, Solar Phys., 205(2), 371.
7. *Benevolenskaya E.E., Kosovichev A.G. et al.* 2002, ApJ, 571, L181.

## **НЕКОТОРЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ НАИБОЛЕЕ СИЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА СОЛНЦЕ И В ГЕЛИОСФЕРЕ**

**Веселовский И.С., Яковчук О.С.**

*Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва*

## **SOME PHYSICAL PROPERTIES OF THE MOST POWERFUL PERTURBATIONS ON THE SUN AND IN THE HELIOSPHERE**

**Veselovsky I.S., Yakovchouk O.S.**

*Institute of Nuclear Physics, Moscow State University*

### **Abstract**

*Strongest perturbations on the Sun and in the heliosphere are of great practical interest from the point of view of the space weather evaluation and forecast. Several difficulties exist on this way: 1) the statistics of such events is rare by definition of extreme events; 2) the reliable theoretical models are still not available. We discuss some common and specific properties of extreme events: 1) the broad diversity of their parameters, which makes all such events unique and not similar in some sense; 2) the absence of universality even under similar manifestations of biggest solar flares and coronal mass ejections; 3) the global and multiple character of the most powerful perturbations on the Sun and in the heliosphere; 4) the relation of such events to the longitudinal asymmetry of the Sun and to the longer-duration variations in the solar interiors including cyclic and sporadic ones.*

### **Введение**

Для иллюстрации сформулированных выше общих утверждений рассмотрим некоторые недавние мощные события на спаде 23-го солнечного цикла.

В октябре-ноябре 2003 г. на Солнце, в гелиосфере и магнитосфере Земли имели место экстремальные по своей амплитуде возмущения многих физических характеристик, наиболее ярко проявившихся в виде мощных корональных выбросов массы, солнечных вспышек и геомагнитных бурь [1, 2].

В ноябре 2004 года на Солнце также наблюдалась большая активность, породившая ряд неожиданно сильных межпланетных и магнитосферных возмущений [3]. В течение солнечного оборота с 3 по 29 ноября 2004 г. предсказывалась низкая или умеренная солнечная активность с возможными вспышками M-класса. Более подробно об этом прогнозе сказано в сообщении SWO PRF 1522 от 2 ноября (<http://www.sec.noaa.gov/weekly/pdf/prf1522.pdf>). Предупреждения о возможных сильных геомагнитных бурях были сделаны прогностическими центрами уже после того, как были зарегистрированы выбросы типа гало в

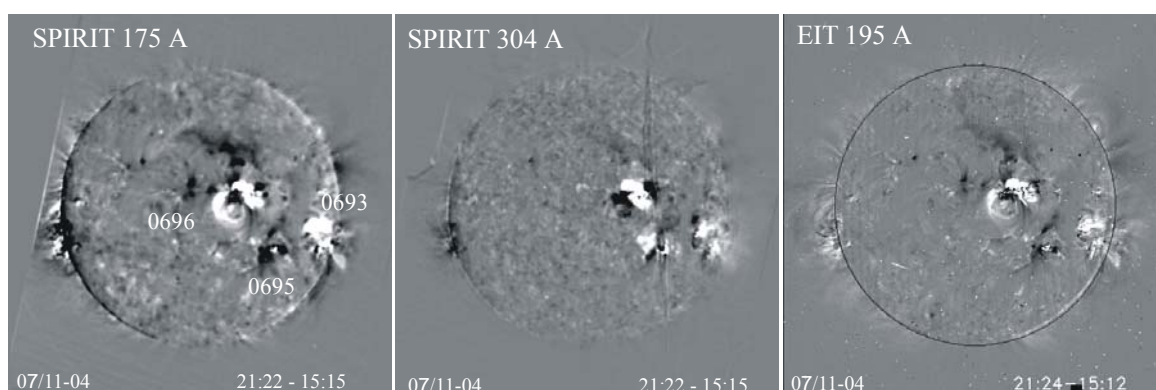
поле зрения коронографов LASCO/ SOHO. Похожая по своей неожиданности ситуация имела место и в сентябре 2005 года.

Активность октября-ноября 2003 г. и ноября 2004 года можно отнести по некоторым параметрам к разряду сильнейших не только в текущем 23-ем цикле, но и за весь период наблюдений.

### Некоторые замечания о событиях в ноябре 2004 г.

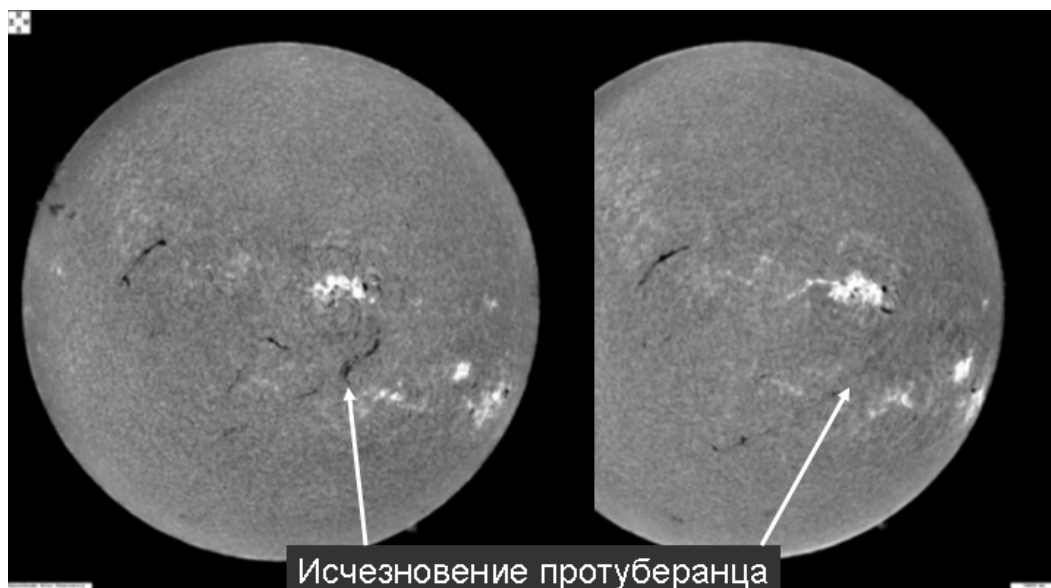
Яркий и очень широкий петлевой фронт по данным коронографа SOHO/LASCO C2 развивался, главным образом, на WNW (координаты N09W17), со слабым распространением к югу, образуя полное гало к моменту времени 17:06UT ([ftp://lasco6.nascom.gov/pub/lasco/status/LASCO\\_CME\\_List\\_2004](ftp://lasco6.nascom.gov/pub/lasco/status/LASCO_CME_List_2004)). Первое появление выброса на C3 зарегистрировано в 17:18 UT. Средняя скорость распространения возмущения в картинной плоскости была 1460 км/с. Это явление некоторые наблюдатели первоначально связывали с активной областью 10696, таким образом, пытаясь заранее локализовать причины геомагнитных бурь исключительно в той или иной активной области [4, 5].

В действительности же нельзя исключить возможность того, что рассматриваемые самые крупные события в гелиосфере были связаны также и с более крупномасштабными структурами и процессами в атмосфере Солнца, носившими, в частности, трансэкваториальный характер, и были порождены именно ими [6, 4]. Они полностью обусловлены множественными выбросами коронального вещества с магнитными полями и электрическими токами в них, охватывающими большие участки на Солнце, включающие в себя несколько активных областей вблизи центрального меридиана и в юго-западной части диска. Эруптивные явления 7 ноября привели к образованию нескольких крупномасштабных диммингов вблизи АО 10696, 10695 и 10693, что свидетельствует о тесной связи магнитных структур и динамики этих областей (рис.1).



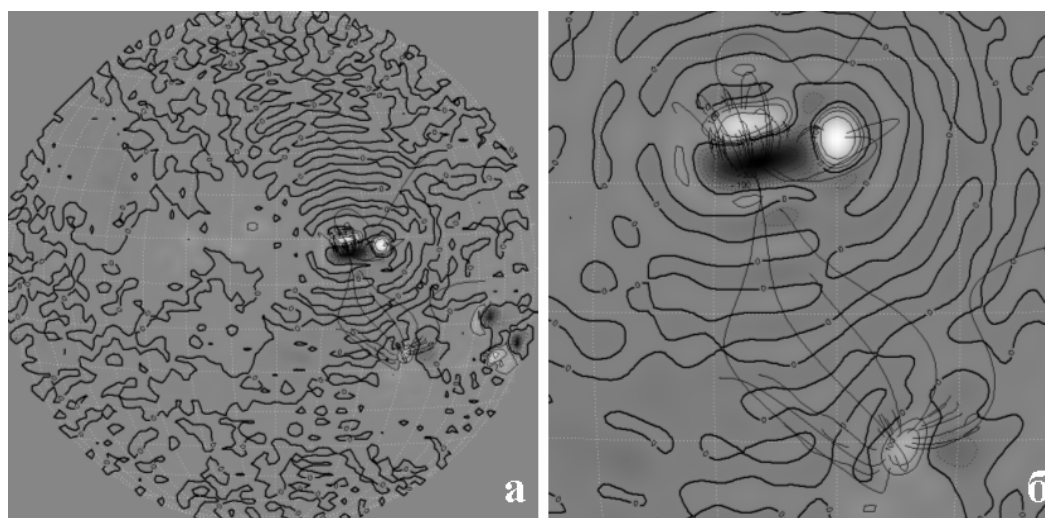
**Рис.1.** Фиксированные разностные изображения в каналах телескопа СПИРИТ 175 и 304 Å и аналогичные изображения в канале 195 Å телескопа SOHO/EIT, полученные 7 ноября 2004 г. В нижнем правом углу приведены моменты времени регистрации текущего и базового изображений [6, 4].

Наглядным свидетельством крупномасштабности структур является исчезновение трансэкваториального петельного протуберанца, что отчетливо прослеживается в последовательных изображениях, полученных в линии Н-альфа на солнечной обсерватории Kanzelhöhe. (Рис 2).



**Рис. 2** Последовательные изображения в линии Н-альфа, солнечная обсерватория Kanzelhöhe (7 ноября 2004).

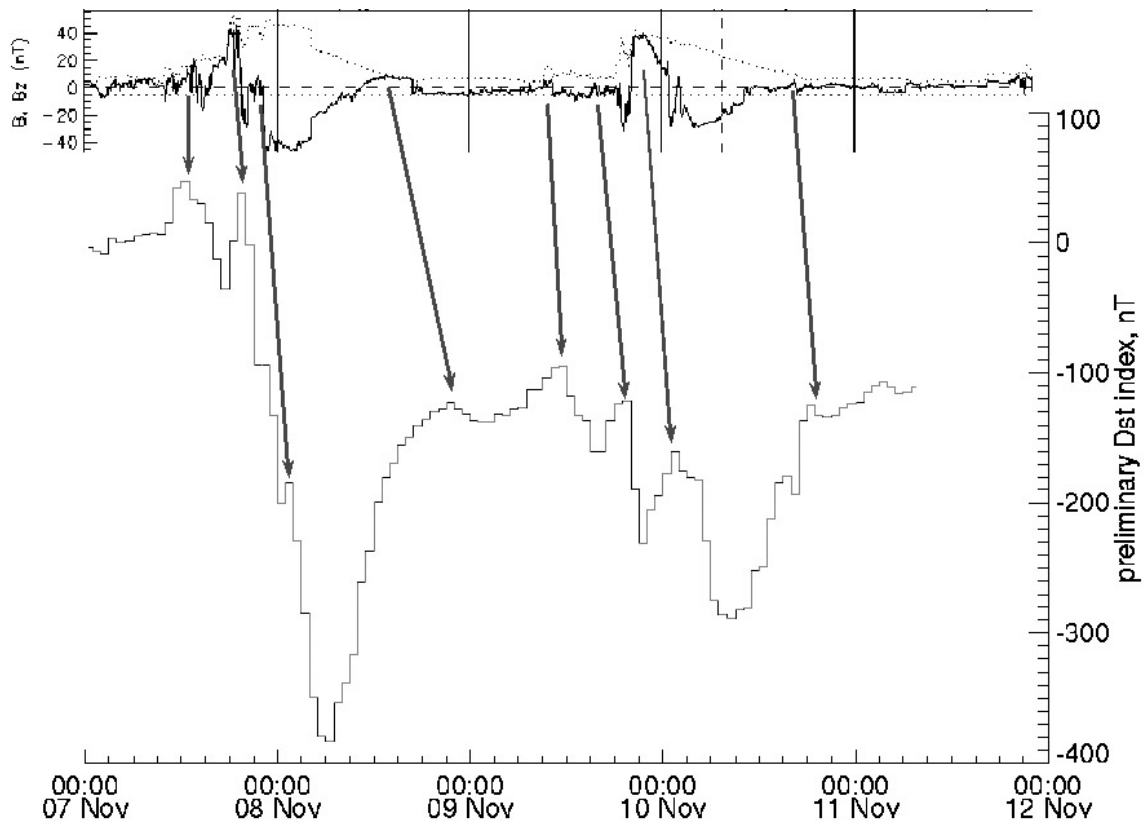
Магнитное поле в короне, вычисленное по магнитограммам Солнца Г.В. Руденко (<http://bdm.iszf.irk.ru>) в различных приближениях, также свидетельствует о существовании крупных динамических петель и нелокальной динамической связи между различными активными областями в данном случае. (Рис. 3).



**Рис 3.** Изображения расчетных линий магнитного поля на Солнце, в том числе трансэкваториальных 7 ноября 2004, а) весь диск, б) фрагмент для того же дня. Тон и контур –  $B_{\theta}$  – компонента (восстановленная по эталонной модели). Линии имеют одинаковые стартовые точки на поверхности.  $B_r$  – нормальная компонента магнитного поля на фотосферном уровне.

### Наблюдения в гелиосфере и магнитосфере

Зависимость  $Dst(t)$  во время бурового периода 7-12 ноября носит не-монотонный характер с целым рядом дополнительных максимумов и минимумов помимо двух основных минимумов, отвечающих двум крупным магнитным облакам (рис.4).



**Рис. 4.** Сравнение зависимости  $Dst(t)$  (нижняя панель) с поведением межпланетного магнитного поля и зависимостью  $Bz$  – компоненты от времени (верхняя панель) указывает на прямой контроль развития магнитной бури внешними условиями.

Прослеживается известная закономерность в развитии геомагнитной бури [7, 8, 9]: отрезки времени с отрицательным значением северо-южной составляющей межпланетного поля совпадают с усилением возмущения, а периоды времени с положительным значением этой составляющей - с ослаблением возмущения. Таких участков на временном профиле  $Dst$ -индекса за рассматриваемый период насчитывается около десятка, и все они отвечают указанному условию «прерывания или приостановки развития геомагнитной бури» [10]. Таким образом по наземным магнитограммам можно восстановить условия в межпланетной среде даже тогда, когда они были недоступны для прямых измерений. Представляет интерес реконструкция условий в межпланетном пространстве для исторически наиболее сильных бурь, наблюдавшихся магнитографами на Земле с середины XIX века.



## **Асимметрия Солнца (активные долготы) на примере экстремальных событий октября-ноября 2003 г.**

В октябре-ноябре 2003 г. имели место глобальные изменения яркости, носившие асимметричный характер по гелиодолготе. Глобальное и одновременное увеличение потока диссипируемой энергии в верхней атмосфере Солнца во всех спектральных диапазонах электромагнитного излучения Солнца зафиксировано в октябре-ноябре 2003 г. на всех уровнях от фотосферы до верхней короны и гелиосферы [11].

Явление сопровождалось рекордными по своей силе процессами выделения энергии в виде корональных выбросов массы и солнечных вспышек, причем наиболее мощные из них произошли на той стороне Солнца, которая и без того имела в целом повышенную яркость и повышенный контраст отдельных элементов в виде активных областей и корональных дыр.

В параметрах излучения солнечной атмосферы, потоков плазмы солнечного ветра и гелиосферного магнитного поля прослеживается связанная с этим картина в виде суперпозиции коротирующих и спорадических возмущений, частично скоррелированных между собой.

### **Заключение**

Самые сильные возмущения на Солнце и в гелиосфере связаны с увеличением долготной асимметрии Солнца, появлением крупных активных областей, корональных дыр и пятен со всеми их более локальными и мощными атрибутами в виде корональных выбросов массы, имеющих часто трансэкваториальный характер, и солнечных вспышек.

Иерархическая соподчинённость различных пространственно-временных структур и масштабов для очень сильных возмущений остаётся во многом неясной и требующей дополнительных исследований, как наблюдательных, так и теоретических. В связи с этим невозможно указать достаточно надёжные и обоснованные горизонты прогнозирования таких событий. Ясно, что прогноз с достаточно большой заблаговременностью трудно себе представить без знания динамики подфотосферных процессов, которые и являются их непосредственной физической причиной.

### **Литература**

1. **Веселовский И.С. и др.** Солнечные и гелиосферные явления в октябре-ноябре 2003 г.: причины и следствия // Космические исследования. Т. 42. №5. С. 453-508. 2004.
2. **Панасюк М.И. и др.** Магнитные бури в октябре 2003 г. // Космические исследования Т. 42. №5. С. 509-554. 2004.
3. **Ермолаев Ю.И. и др.** Год спустя: солнечные, гелиосферные и магнитосферные возмущения в ноябре 2004 г. // Геомагнетизм и аэронозия. Т. 45. №6. С. 1-41. 2005.

4. **Zhukov A.N., Van der Linden R., Vanlommel P., Clette F., Robbrecht E., Berghmans D., Nicula 3., Wauters L.** Solar and interplanetary sources of severe geomagnetic storms in November 2004. // First European Space Weather Week, ESTEC, Noordwijk, Netherlands, 29 November–4 December 2004 (<http://www.congrex.nl/04c27/4>) 2004.
5. **Yurchyshyn V.** Coronal and Interplanetary Magnetic Fields in Coronal Ejecta in October-November 2004 // RHESSI/ SOHO/ TRACE Workshop: Coordinated observations of flares and CMEs, Sonoma, California, December 8–11, 2004. (<http://sprg.ssl.berkeley.edu/RHESSI/rst/abstracts/yurchyshyn.txt>) 2004.
6. **Веселовский И.С., Ботмер Ф., Дмитриев А.В., Жуков А.Н., Панасенко О.А., Ромашец Е.П., Руденко Г.В., Яковчук О.С.** Трансэкваториальный корональный выброс массы и связанное с ним мощное геоэффективное возмущение в ноябре 2004 г. // *Астрономический Вестник*. 2005
7. **Akasofu, S.- I., Olmsted, C., Smith, E. J., Tsurutani, B., Okida, R., Baker, D.N.** Solar wind variations and geomagnetic storms: A study of individual storms based on high time resolution ISEE-3 data // *J. Geophys. Res.* V. 90. P. 325. 1985.
8. **Gonzalez, W.D., Tsurutani B.T., Clua de Gonzalez A.L.** Interplanetary origin of geomagnetic storms // *Space Science Review* 88, 529, 1999.
9. **Gonzalez W.D., Dal Lago A., Clúa de Gonzalez A.L., Vieira L.E.A., Tsurutani B.T.** Prediction of peak-Dst from halo CME/magnetic cloud-speed observations // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* V. 66. N 2. P. 161-165. 2004.
10. **Veselovsky I.S.**, Magnetic storm cessation during sustained northward IMF. // *Adv. Space Res. JASR* 7479, doi:10.1016/j.asr.2004.06.020. 2005.
11. **Веселовский И.С., Дмитриев А.В., Житник И.А., Жуков А.Н., Зельдович М.А., Кузин С.В., Персианцев И.Г., Рязанов А.Ю., Шугай Ю.С., Яковчук О.С., Богачев С.В., Шестов С.В.** Глобальные изменения и асимметрия Солнца в период экстремально высокой активности в октябре-ноябре 2003 г. // *Астрономический вестник*. Т.39, №2, С. 1-7, 2005.

## **КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЦИКЛОВ ХЕЙЛА И ГЛЕЙССБЕРГА КАК СВЯЗАННЫХ ДИСКОВ ФАРАДЕЯ**

**Волобуев Д.М.**

*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия, dmitry.volobuev@mail.ru*

## **CINEMATIC DESCRIPTION OF HALE CYCLES AND GLEISSBERG CYCLES AS CONNECTED FARADAY DISCS**

**Volobuev D.M.**

*Pulkovo Observatory, St.-Petersburg, Russia, dmitry.volobuev@mail.ru*

### **Abstract**

*The long-term variations (approximately 80-130-200 year periods) of solar magnetic cycle are manifested in both observed and proxy data. Here we show that basic dynamic features of the Hale cycle (asymmetry of its growth and fall branches) and Gleissberg cycle (its multi-frequency structure and spontaneous Grand-extremes) as well as connection between them could be described by parameter tuning of electro-mechanical dynamo system which was commonly used to model the geomagnetic dynamo inversions. On the base of the model we estimated the Lyapunov time of the long-term solar variations.*

### **Введение**

Магнитный цикл Хейла является одним из наиболее изученных явлений, наблюдаемых на Солнце. Существующие МГД модели генерации поля, интенсивно разрабатываемые в течение последних десятилетий, способны удовлетворительно описать пространственное распределение полей, однако не могут описать ряд выявленных динамических особенностей. При редукции уравнений динамо до системы 5-6 зависящих только от времени дифференциальных уравнений, динамическая структура полученных решений все же далека от структуры наблюдаемых индексов активности, таких как число Вольфа или площадь пятен. В частности, должны быть выполнены такие условия как

- Отношение длины ветви роста к длине ветви спада меньше 1
- Длительность низких циклов меньше длительности высоких
- Наличие квазирегулярных сверхдолгопериодических вариаций (цикл Глейсберга)

Эта ситуация стимулировала развитие чисто эмпирических моделей (для прогноза) - таких как построение аппроксимирующего ОДУ для переменных Такенса или для главных компонент временного ряда. Такие модели сильно нелинейны, громоздки и трудны для анализа.

Кинематические (“игрушечные”) модели достаточно давно используются для описания сложных систем «в общих чертах». Именно модель

магнитного динамо (двухдисковое динамо Рикитаке) [1] является одной из первых таких моделей, которая внесла существенный вклад в изучение динамики инверсий геомагнитного поля. Эта сильно идеализированная модель в дальнейшем была развита Хайдом [2] для более реалистичных условий, при наличии в системе диссипации и источника энергии.

В данной работе мы подбираем параметры моделей Рикитаке и Хайда, чтобы обеспечить выполнение трех вышеперечисленных условий.

### Модель цикла Хейла на основе системы Рикитаке

Система Рикитаке [1] описывает идеализированные электромеханические колебания в системе двух вращающихся электропроводящих дисков, связанных электромагнитной индукцией при наличии начального вращения, магнитного поля и отсутствии трения. Компоненты имеют ясный физический смысл:

$X, Y = (M / N)^{1/2} I_{1,2}$ , - нормированные токи в первом и втором дисках,

$Z, V = (CM / NL)^{1/2} \omega_{1,2}$ , - частоты вращения,

$$\dot{X} = \mu X + ZY$$

$$\dot{Y} = \mu Y + (Z - A)X \quad (1)$$

$$\dot{Z} = F_o - XY$$

$A = Z - V = \mu(K^2 - K^{-2})$ ,  $F_o$  - введенный нами подстроечный параметр, в стандартной системе  $F_o = 1$ .

Таким образом, система описывает перекачку механической энергии вращения в энергию магнитного поля и наоборот. Ближайшим экспериментально обнаруженным аналогом таких процессов можно считать глобальные крутильные колебания, найденные Howard и LaBonte [3].

При стандартном наборе параметров  $\{\mu=1, K=2, F_o=1\}$  система генерирует решение, характерное для геомагнитных инверсий, с хаотическим изменением направлений токов, и, следовательно, магнитного поля.

Вместе с тем, нетрудно проверить, что существует периодическое решение при параметрах  $\{\mu=1, K=2, F_o=-11\}$ , причем форма кривой тока (магнитного поля) второго «диска» соответствует таковой для солнечного магнитного цикла (рис. 1).

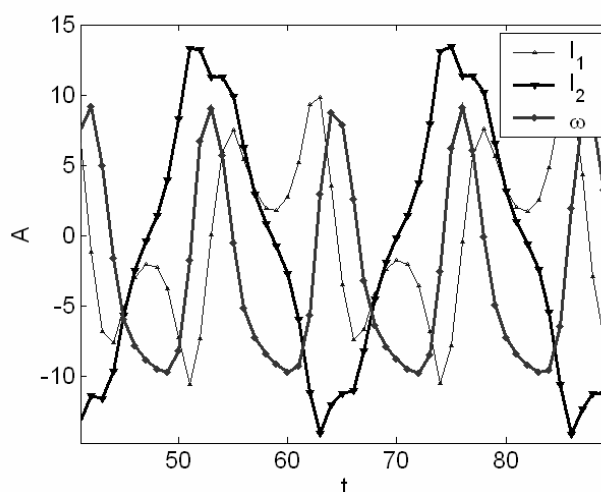


Рис. 1. Периодическое решение в системе Рикитаке [1]. Время и амплитуда выражены в относительных единицах

Ток первого диска сдвинут по фазе и имеет характерный двойной максимум. Частота также сдвинута по фазе, что соответствует закону сохранения полной энергии.

### Модель и показатели Ляпунова для цикла Глейссберга

Хайд [2] указал на избыточную идеализацию системы Рикитаке и ввел источник энергии («мотор») и диссипацию, получив в простейшем случае одного «диска» систему вида:

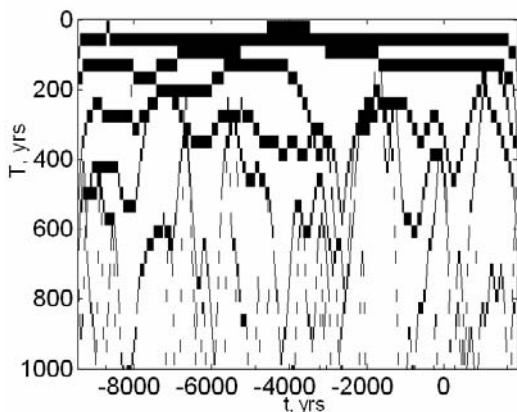
$$\begin{aligned} \dot{x} &= x(y-1) - \beta z, \\ \dot{y} &= \alpha(1-x^2) - \kappa y, \\ \dot{z} &= x - \lambda z. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь  $x(\tau) = (M/G)^{1/2} I(t)$  - ток,

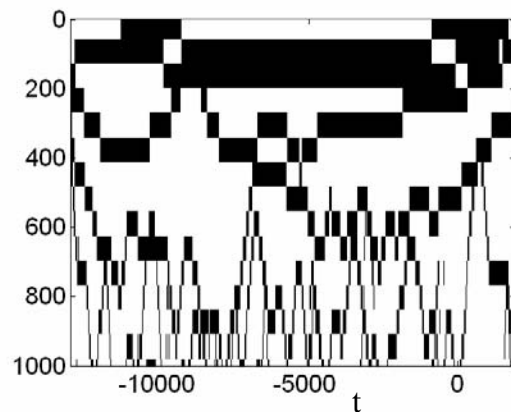
$y(\tau) = (M/R)^{1/2} \Omega(t)$  - частота вращения «диска»,

$z(\tau) = (M/G)^{1/2} (RB/LH) \omega(t)$  - частота вращения «мотора».

Эта система уравнений, детально исследованная в работах Мороз и Хайд (см. напр. [4]), также как известные системы Рикитаке и Лоренца, способна генерировать широкий спектр решений при варьировании ее параметров. В частности, при параметрах  $\{\alpha=5, \beta=4, \lambda=1.2, \kappa=0.1\}$  мы нашли подобие спектров Гильберта-Хуанга [5] для солнечной активности, реконструированной из радиоуглерода Sc [6] и переменной  $y$  системы Хайда (рис. 2).



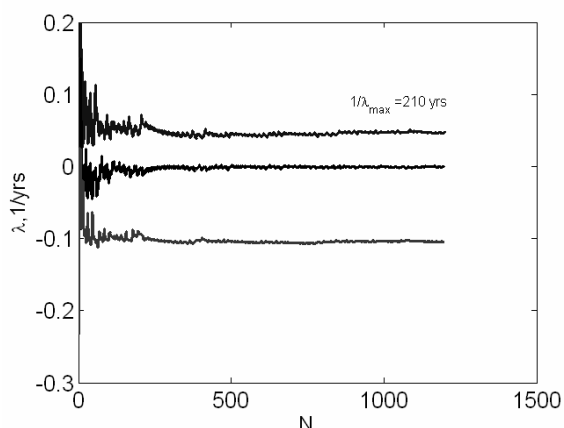
**Рис.2а.** Спектр Гильберта-Хуанга [5] для реконструкции солнечной активности по радиоуглероду [6]



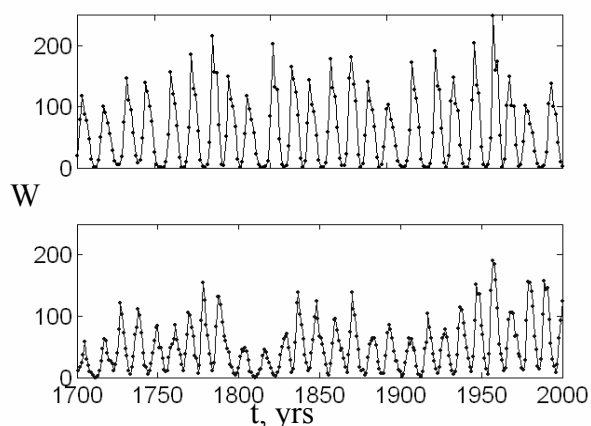
**Рис.2б.** Спектр Гильберта-Хуанга [5] для переменной системы Хайда

Одним из существенных достоинств такой модели является возможность оценить максимальный показатель Ляпунова, т.к. его оценки непосредственно из временного ряда наталкиваются на существенные трудности, чувствительны к выбору алгоритма и имеют большую дисперсию. Наличие системы уравнений позволяет рассчитать якобиан, что резко улучшает оценку. Здесь мы провели такие расчеты для системы Хайда по алгоритму Вольфа и др. [7], рис.3. Поскольку решение системы и реконструированные индексы солнечной активности близки в смысле спектров Гиль-

берта-Хуанга, мы считаем, что это и есть показатели Ляпунова для долгопериодических вариаций солнечной активности.



**Рис.3.** Показатели Ляпунова, вычисленные для системы уравнений Хайда при подобранных параметрах. Максимальный показатель Ляпунова (верхняя кривая) соответствует времени 210 лет.



**Рис.4.** Абсолютная величина Y-переменной объединенной модели (вверху) в сравнении с числом Вольфа (внизу)

### Объединение моделей

Здесь мы предполагаем, что долгопериодические вариации модулируют цикл Хейла через частоту вращения “диска”. Таким образом, переменная  $y$  системы (2) входит в уравнение для переменной  $Z$  системы (1). Из-за наличия в системе положительного показателя Ляпунова, нельзя ожидать полного сходства кривых солнечной активности, например, числа Вольфа  $W(t)$  и  $Y(t)$  на интервалах времени, существенно больших  $1/\lambda$ . С другой стороны, всегда можно подобрать начальные условия, которые обеспечивают близость кривых на интервалах времени порядка  $1/\lambda$  (рис.4).

Работа выполнена при поддержке грантов: программы Президиума РАН «Солнечная активность и физические процессы в системе «Солнце – Земля», РФФИ No 03-02-17505, 04-02-17560, 05-07-90107, КЦФЕ (Правительства Санкт-Петербурга) № 115/05.

### Литература

1. **Rikitake, T.**, //Proc. Camb. Phil. Soc. 54 89-105 (1958).
2. **Hide, R.** //Physics of the Earth and Planetary Interiors 103 281-291(1997).
3. **Howard, R., Labonte, B.J.**// Astrophysical Journal, v. 239, p. L33-L36 (1980).
4. **Hide, R. and Moroz, I.M.** // Physica D134, 287-301 (1999).
5. **Huang et al**, // Proc. R. Soc. Lond. A , 454, 903-995(1998).
6. **Solanki, S.K., et al.** // Nature, 431, 1084-1087 (2004).
7. **Wolf, A., Swift, J.B., Swinney, H.L and J.A. Vastano**// Physica D, 16, 285-317 (1985).

## **ГЛОБАЛЬНО-ЛОКАЛЬНОЕ СОЛНЕЧНОЕ ДИНАМО — ЕДИНЫЙ МЕХАНИЗМ?**

**Гетлинг А.В.<sup>1</sup>, Симитев Р.Д.<sup>2,3</sup>, Буссе Ф.Х.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Институт ядерной физики Московского государственного университета  
им. М.В. Ломоносова, Москва, 119992*

<sup>2</sup>*Институт физики Университета г. Байройта, Германия, D-95440*

<sup>3</sup>*Отделение математических наук Университета г. Ливерпуля,  
Великобритания, L69 7ZL*

## **IS THE GLOBAL-LOCAL SOLAR DYNAMO A SINGLE MECHANISM?**

**Getling A.V.<sup>1</sup>, Simitsev R.D.<sup>2,3</sup>, Busse F.H.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,  
Moscow, 119992 Russia*

<sup>2</sup>*Institute of Physics, University of Bayreuth, Bayreuth, D-95440 Germany*

<sup>3</sup>*Department of Mathematical Sciences, University of Liverpool,  
Peach Street, Liverpool, L69 7ZL UK*

### **Abstract**

*The dynamo action of cellular MHD convection in a rotating spherical shell is simulated numerically. On a global scale, the convective flows can maintain a sign-alternating “general” magnetic field. Locally, it can regularly produce magnetic structures (in many cases, bipolar) associated with the convection cells. Dynamo mechanisms of this sort can be called deterministic, in contrast to those explicitly dependent on the assumed properties of turbulence. Since the convection cells affected by the Coriolis force are elementary building blocks of the considered dynamo, it is also natural to describe this mechanism as cellular dynamo.*

*Some properties of such dynamos interesting from the standpoint of solar physics are discussed. The results of our simulations demonstrate that disintegrating local structures change into background fields, which drift toward the poles. Sometimes, reversals of the magnetic fields in the polar regions occur, as “new” background fields expel the “old” fields. The well-established latitudinal and radial distributions of the angular velocity of the convection zone basically agree with the actual pattern of solar differential rotation. The question is considered as to how some details in the formulation of the problem and some parameters affect the finally established regime of convection and magnetic-field generation.*

### **Введение**

Хотя электродинамика средних полей прояснила многие вопросы, относящиеся к генерации глобальных магнитных полей космических тел, из ее поля зрения выпадает проблема возникновения полей локальных, а также их взаимосвязь с глобальными полями. Это означает, что понять явления солнечного магнетизма с достаточной полнотой можно будет только после внимательного изучения динамики взаимодействующих структур в

течениях солнечной плазмы и в магнитном поле. Модели динамо, в которых рассчитываемые переменные не являются усредненными величинами и которые ориентированы на единое описание глобальных и локальных процессов, естественно назвать детерминистскими.

Еще четыре десятилетия назад была выдвинута идея, что связующим звеном между общим магнитным полем Солнца и полями активных областей и групп пятен могут быть конвективные ячейки подфотосферной зоны. Тверской [1] схематически представил конвективную ячейку в виде тороидального вихря и в рамках кинематического подхода показал, что она может усиливать магнитное поле и придавать ему характерные биполярные конфигурации. Этот результат лег в основу модели динамо [2], в которой многочисленные тороидальные вихри, распределенные по сферической оболочке, взаимодействуя с дифференциальным вращением этой оболочки, поддерживают знакопеременное глобальное магнитное поле. В дальнейшем способность конвективных ячеек усиливать и структурировать магнитные поля была подтверждена численными экспериментами [3, 4].

Современные вычислительные ресурсы позволяют поставить вопрос о построении численных моделей солнечного динамо, дающих параллельное описание и глобальных, и локальных магнитных полей. Конечно, вычислительные схемы с разрешением, позволяющим «прорисовать», скажем, супергранулы, и сейчас еще не могут быть применены для моделирования течений во всей конвективной оболочке. Но воспроизведение крупномасштабных («гигантских») конвективных ячеек в глобальной модели вполне возможно. Если принять, что основные черты процесса должны быть схожими для конвекции разных масштабов, то такая глобальная модель сможет проверить обоснованность существующих качественных представлений и послужит ориентиром при дальнейшем продвижении к более детальному описанию.

Здесь будут представлены некоторые результаты моделирования ячейки МГД-конвекции во вращающейся сферической оболочке и обсуждены некоторые черты возникающего эффекта динамо, интересные с точки зрения физики Солнца.

### **Постановка задачи и техника численного моделирования**

Рассмотрим сферическую оболочку  $r_i < r < r_o = r_i + d$  и введем геометрический параметр модели  $\eta = r_i / r_o$ . Считая внутреннюю и внешнюю границы свободными (в смысле отсутствия тангенциальных напряжений) и идеально теплопроводными, зададим температуры  $T_i$  и  $T_o$  внутренней и внешней границы соответственно. Будем решать уравнения гидродинамики в приближении Буссинеска, причем в некоторых расчетах будем добавлять малый квадратичный член к обычной линейной зависимости плотности от температуры. Кроме того, в ряде случаев будем вводить распределенные по оболочке источники тепла с постоянной массовой плотностью  $q$ . И квадратичный член, и источники тепла облегчают достижение режимов, в которых течения образуют «трехмерные» ячейки, а не вытянутые по



меридиану квазидвумерные «бананы». Без этих усложнений требовалось бы задавать гораздо меньшие скорости вращения, и процесс развивался бы гораздо медленнее.

В статических условиях уравнение переноса тепла дает следующее распределение температуры (в качестве единицы длины используем толщину оболочки  $d$ ):

$$T_s = \beta_0 - \frac{\beta}{2} d^2 r^2 + \frac{\beta_1^2}{d} \frac{1}{r}, \quad (1)$$

где  $\beta = q/3\chi c_p$  ( $\chi$  – температуропроводность,  $c_p$  – удельная теплоемкость при постоянном давлении),  $\beta_1 = \eta d \Delta T / (1 - \eta)^2$ ,  $\beta_0$  – постоянная, причем  $\Delta T$  определяется формулой

$$\Delta T = T_i - T_o - \frac{1}{2} \beta d^2 \frac{1 + \eta}{1 - \eta} \quad (2)$$

и имеет смысл разности  $T_i - T_o$  только в случае  $q = 0$ .

Гравитационное ускорение, усредненное по поверхности  $r = \text{const}$ , может быть записано как  $\mathbf{g} = -\gamma \mathbf{r}$ , где  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор, проведенный из центра сферических границ оболочки. Физическими параметрами задачи являются числа Рэлея

$$R_i = \frac{\alpha \gamma \beta d^6}{\nu \chi} \quad \text{и} \quad R_e = \frac{\alpha \gamma \Delta T d^4}{\nu \chi}, \quad (3)$$

связанные с нагревом внутренними источниками тепла и с заданной извне разностью температур (2) соответственно ( $\alpha$  – объемный коэффициент теплового расширения,  $\nu$  – кинематическая вязкость), а также число Кориолиса и числа Прандтля – гидродинамическое и магнитное:

$$\tau = \frac{2\Omega d^2}{\nu}, \quad P = \frac{\nu}{\chi}, \quad P_m = \frac{\nu}{\nu_m} \quad (4)$$

( $\Omega$  – угловая скорость вращения оболочки,  $\nu$  – кинематическая вязкость,  $\nu_m$  – магнитная вязкость). Кроме того, мы задаем вычислительный параметр  $m_0$  – наименьшее ненулевое азимутальное число, соответствующее основной гармонике рассматриваемых полей. Оно задает порядок вращательной симметрии всей картины; чем больше  $m_0$ , тем меньше затраты времени на вычисления.

Для расчетов применялся псевдоспектральный алгоритм, разработанный Тильгнером и Буссе [5, 6] и в последние годы с успехом применявшийся для моделирования планетарного динамо [7, 8]. В этом алгоритме соленоидальные векторные поля представлены комбинациями тороидальной и полоидальной компоненты; в частности, для магнитного поля

$$\mathbf{B} = \text{rot}(\mathbf{r}g) + \text{rot} \text{rot}(\mathbf{r}h). \quad (5)$$

Скалярные поля  $g$  и  $h$  разлагаются по сферическим гармоникам  $Y_l^m(\theta, \varphi) = P_l^m(\cos \theta) e^{im\varphi}$  (где  $\theta$  – полярный угол,  $\varphi$  – азимутальный угол, а  $P_l^m$  – присоединенные функции Лежандра):

$$g = \frac{1}{r} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l G_l^m(r, t) Y_l^m(\theta, \varphi), \quad (6)$$

$$h = \frac{1}{r} \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l H_l^m(r, t) Y_l^m(\theta, \varphi) \quad (6)$$

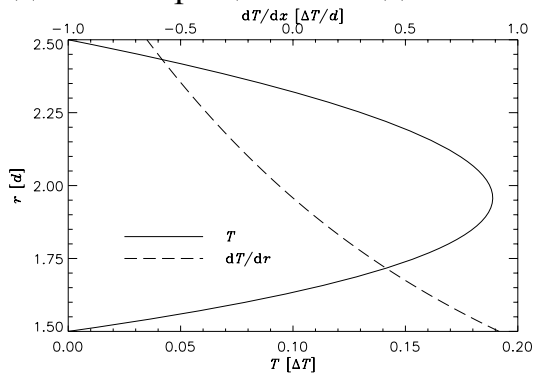
и т.д., с обрыванием рядов на подходящем максимальном  $l$ . Наконец, зависимости скалярных коэффициентов  $G_l^m$ ,  $H_l^m$  и т.д. от  $r$  представляются отрезками рядов по полиномам Чебышева. Задание основного азимутального числа  $m_0$  означает, что рассматривается следующий набор азимутальных гармоник:

$$1, e^{im_0\varphi}, e^{\pm 2im_0\varphi}, e^{\pm 3im_0\varphi}, \dots$$

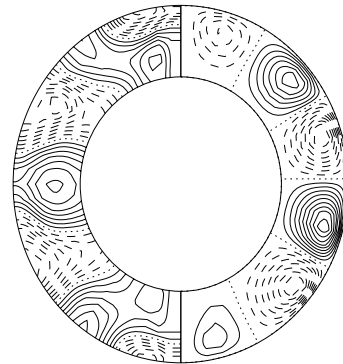
## Результаты

### А. Оболочка, нагреваемая внутренними источниками тепла

Эти случаи характеризовались геометрическим параметром  $\eta = 0.6$ , физическими параметрами  $R_i = 3000$ ,  $R_e = -6000$ ,  $\tau = 10$ ,  $P = 1$  при различных  $P_m$ , а также вычислительным параметром  $m_0 = 5$  (как показали дальнейшие контрольные расчеты, устранение искусственно введенной азимутальной симметрии течения путем выбора  $m_0 = 1$  существенно не влияет на характер конвекции). Квадратичный член присутствовал в зависимости плотности от температуры. Соответствующие профили статической температуры и ее градиента показаны на рис. 1. Видно, что внешняя часть оболочки конвективно неустойчива, а внутренняя устойчива. Некоторые результаты (для  $P_m = 30$ ) уже были опубликованы [9], поэтому изложим их здесь в сокращенном виде.



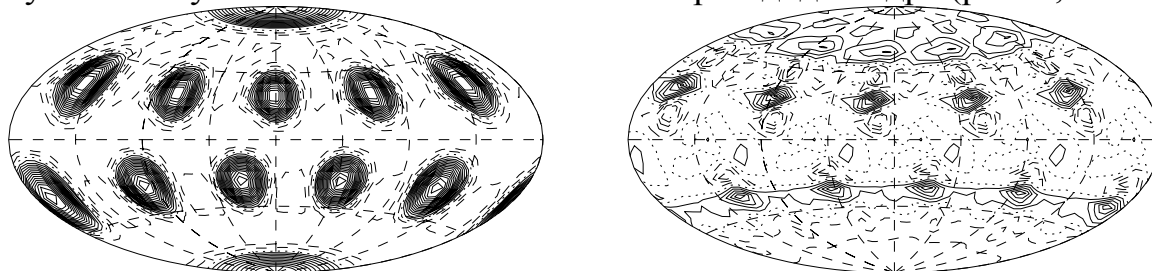
**Рис. 1.** Профили статической температуры и ее градиента как функций  $r$  в случае нагрева внутренними источниками.



**Рис. 2.** Изолинии осесимметричной компоненты азимутальной скорости (слева) и линии тока меридиональной циркуляции (справа), полученные в случае нагрева внутренними источниками при  $P_m = 30$  для момента  $t = 98.7$ . Сплошные изолинии – положительные значения, штриховые – отрицательные, пунктирные – нулевые.

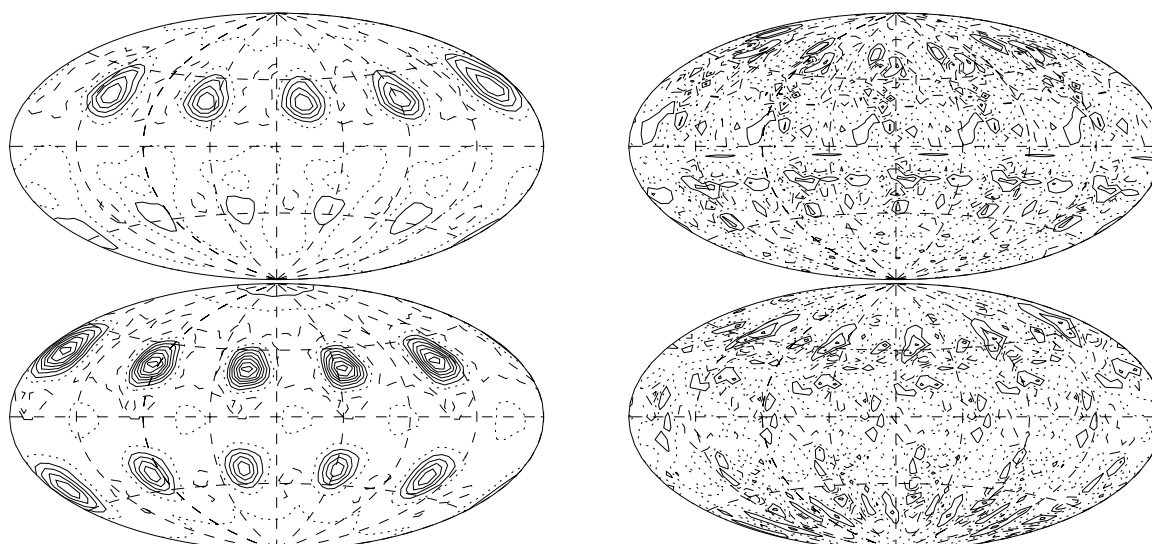
Временной интервал, покрытый вычислениями для случая  $P_m = 30$ , несколько превышает 100 в единицах времени диффузии тепла поперек оболочки. В согласии с теоретическими предсказаниями [10], вся эта структура дрейфует в сторону, противоположную направлению вращения. Распределение осесимметричной компоненты азимутальной скорости близко к симметричному относительно плоскости экватора, причем эква-

ториальная зона вращается быстрее, чем оболочка в целом (рис. 2). Неосимметричная составляющая поля скоростей представляет собой устойчивую систему конвективных ячеек с симметрией додекаэдра (рис. 3, слева).



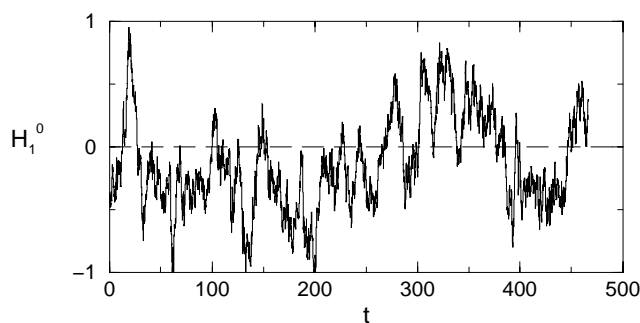
**Рис. 3.** Контурные карты радиальных компонент скорости на поверхности  $r = r_i + 0.5$  (слева) и магнитного поля на поверхности  $r = r_i + 0.7$  (справа), полученные в том же расчете для того же момента. Сплошные изолинии – положительные значения, штриховые – отрицательные, пунктирные – нулевые.

Картина магнитных полей в целом менее регулярна, чем картина течений. В ней трудно различить признаки обычно обсуждаемых элементов гипотетического солнечного динамо – формирования «общего» тороидального (точнее, азимутального) магнитного поля из «общего» полоидального (точнее, меридионального) и последующей регенерации последнего. Но рассчитанный эволюционный сценарий позволяет наблюдать, во-первых, формирование локальных биполярных магнитных структур в местах, занятых конвективными ячейками (это, например, отчетливо видно на рис. 3), а во-вторых, некоторые примечательные черты поведения глобальных полей – обращения знака амплитуды  $H_1^0$  дипольной компоненты и дрейф фоновых полей, образующихся при распаде локальных магнитных структур, к полюсам, где они «вытесняют» имеющиеся там «старые» фоновые поля.



**Рис. 4.** Карты радиальных компонент скорости течения на поверхности  $r = r_i + 0.5$  (слева) и магнитного поля на поверхности  $r = r_i + 0.7$  (справа) для моментов  $t = 200.0$  (вверху) и  $t = 327.2$  (внизу) в случае нагрева внутренними источниками при  $P_m = 200$ . Сплошные изолинии – положительные значения, штриховые – отрицательные, пунктирные – нулевые.

Перейдем теперь к другим расчетам, выполненным для случая нагрева внутренними источниками при тех же  $\eta$ ,  $R_i$ ,  $R_e$ ,  $\tau$ ,  $P$ ,  $m_0$  и с сохранением квадратичного члена в температурной зависимости плотности. Как и следовало ожидать, картина конвекции в целом мало меняется при варьировании магнитного числа Прандтля  $P_m$ . Но чем больше  $P_m$ , тем больше средняя напряженность магнитного поля (и соответственно полная магнитная энергия). Кинетическая энергия конвекции при этом уменьшается, и конвекция становится более чувствительной к изменениям магнитного поля во времени. Увеличение  $P_m$  проявляет себя и в том, что локальные магнитные поля становятся более «клочковатыми» и менее упорядоченными. Участки с разными знаками радиальной компоненты более многочисленны, биполярные структуры не так четко локализованы. Как и при  $P_m = 30$ , можно заметить проникновение «фоновых» полей – остатков распадающихся локальных магнитных структур – в полярные области и обращение знака имеющегося там фона.

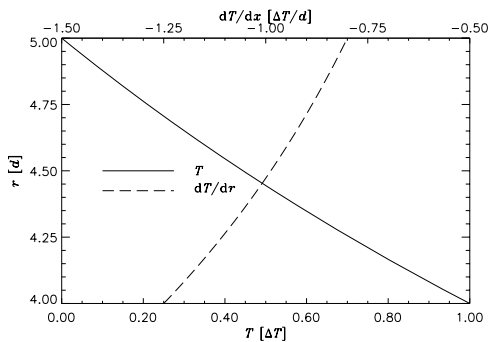


**Рис. 5.** Временное изменение амплитуды  $H_1^0$  дипольной гармоники полюсдального магнитного поля на поверхности  $r = r_i + 0.5$  в случае нагрева внутренними источниками при  $P_m = 200$ .

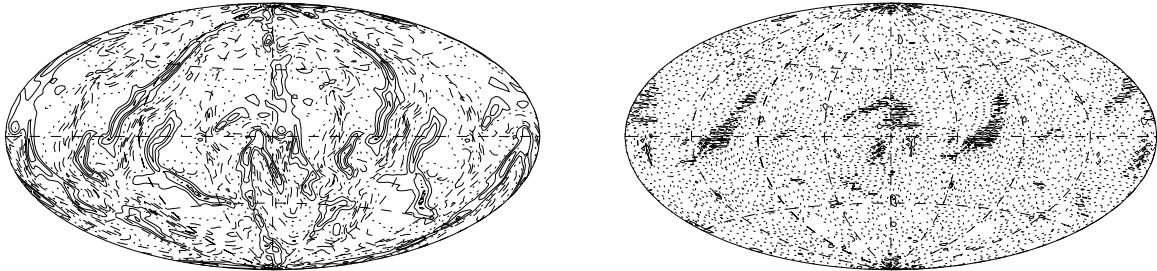
Рисунки 4 и 5 иллюстрируют случай  $P_m = 200$ , для которого вычисления охвачены временной интервал, почти в пять раз более длинный, чем для случая  $P_m = 30$ . Два момента времени, к которым относятся карты поля скоростей и магнитного поля (рис. 4), близки к тем временам, при которых достигаются один из отрицательных и один из положительных локальных экстремумов амплитуды  $H_1^0$ , рассчитанной на поверхности  $r = r_i + 0.5$  (см. рис. 5). Примечательно, что и «фоновые» магнитные поля в полярных областях имеют в эти два момента разные полярности. При  $t = 200.0$  «фоновое» магнитное поле в «северной» полярной области отрицательно, а в «южной» – положительно; обратная ситуация имеет место при  $t = 327.2$ . Следует заметить, что распределение осесимметричной составляющей азимутальной скорости (скорости дифференциального вращения) в данном случае оказывается гораздо более сложным и изменчивым, чем при  $P_m = 30$ . Это также может быть связано с более сильным воздействием магнитного поля на движение вещества. Кривая изменения  $H_1^0$  демонстрирует многочисленные изменения знака этой величины, хотя мелкие детали этой зависимости отражают нерегулярную, флюктуационную сторону процесса. Тем не менее, понятно, что и на сглаженной кривой должны быть видны вполне отчетливые циклические, хотя и не периодические, обращения полярности дипольной компоненты «общего» магнитного поля.

**Б. Слой, нагреваемый «извне» (через внутреннюю границу).**

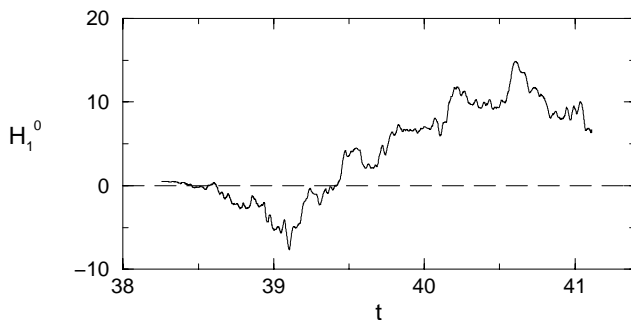
Существование областей неустойчивой и устойчивой стратификации придает модели некоторую искусственность. Поэтому был предпринят поиск режимов, при которых конвекция сохраняет «трехмерный» ячеечный характер и без введения в модель того специфического вида температурного профиля, который ему придают внутренние источники тепла, т.е. при  $R_i = 0$ . Квадратичный член в температурной зависимости вязкости в этом случае также отсутствовал. Понятно, что ячеечная структура течения может поддерживаться и при отсутствии дополнительных способствующих этому факторов, но при меньших скоростях вращения (поскольку в предельном случае невращающейся оболочки никакого меридионального вытягивания ячеек происходить не может).



**Рис. 6.** Профили статической температуры и ее градиента как функций  $r$  в случае нагрева через внутреннюю границу.



**Рис. 7.** Карты радиальных компонент скорости течения на поверхности  $r = r_i + 0.5$  (слева) и магнитного поля на поверхности  $r = r_i + 0.7$  (справа) для момента  $t = 39.4$  в случае нагрева через внутреннюю поверхность при  $P_m = 5$ . Сплошные изолинии – положительные значения, штриховые – отрицательные, пунктирные – нулевые.



**Рис. 8.** Временное изменение амплитуды  $H_1^0$  дипольной гармоники полюсодального магнитного поля на поверхности  $r = r_i + 0.5$  в случае нагрева через внутреннюю поверхность при  $P_m = 5$ .

Приведем результаты расчета такого варианта модели для  $\eta = 0.8$ ,  $R_e = 5000$ ,  $\tau = 0.1$ ,  $P = 1$ ,  $P_m = 5$ ,  $m_0 = 2$ . Профили статической температуры и ее градиента для упомянутых значений  $\eta$  и  $R_e$  показаны на рис. 6. Отметим, что данное значение числа Кориолиса  $\tau$  все же оказалось недостаточно малым для стабильного существования «трехмерных» конвективных

ячеек, и в конечном счете ячейки приобрели значительную, хотя и не строго меридиональную, вытянутость (рис. 7, слева). На исследованном временном интервале до  $t \approx 41$  (который, впрочем, нельзя считать достаточно длинным) магнитное поле не обнаруживает признаков систематического затухания. Поведение амплитуды  $H_1^0$  (рис. 8) дает основания ожидать проявления цикличности.

Проследить детали эволюции магнитных структур в данном случае очень трудно, поскольку структуры двух полярностей, имея весьма малый характерный масштаб, сильно перемешаны и тесно соседствуют друг с другом. Лишь изредка удается выделить четко локализованные биполярные структуры.

В целом данный сценарий эволюции течения и магнитного поля показывает, что поиск интересующих нас режимов «ячеечного» динамо в оболочке без внутренних источников тепла и без квадратичного члена в зависимости  $\rho(T)$  следует вести в области меньших  $\Omega$  (и  $\tau$ ).

### Заключительные замечания

Хотя представленная здесь «детерминистская» численная модель ячейечного динамо-механизма на данном этапе ее разработке не может считаться моделью солнечного динамо, она показывает, что ячейечная конвекция способна работать как единый механизм генерации магнитных полей глобального и локального масштабов. Эти качественные представления, будучи приложены к исследованиям солнечного магнетизма, дают основания рассчитывать на построение в будущем количественной модели, описывающей локальные явления солнечной активности, их глобальную организацию и временную цикличность.

### Благодарности

Работа А.В. Гетлинга была поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 04-02-16580), Германской службой академических обменов и Европейским колледжем работников высшей школы «Неравновесные явления и фазовые переходы в сложных системах».

### Литература

1. Тверской Б.А. *Геомагн. и аэрон.*, **6** (1), 11–18, 1966.
2. Гетлинг А.В., Тверской Б.А. *Геомагн. и аэрон.*, **11** (2), 211–218, **11** (3), 389–395, 1971.
3. Гетлинг А.В. *Астрон. ж.*, **78**, 661, 2001.
4. Dobler W., Getling A.V. in *Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity*, Proc. IAU Symp. No. 223, St. Petersburg, Russia, 2004, ed. Stepanov A.V., Benevolenskaya E.E., Kosovichev A.G. Cambridge Univ. Press, 2004.
5. Busse F.H., Grote E., Tilgner A. *Stud. Geophys. Geod.* **42**, 211, 1998.
6. Tilgner A. *Int. J. Num. Meth. in Fluids* **30**, 713, 1999.
7. Busse F.H. *Phys. Fluids* **14**, 1301, 2002.
8. Simitev R., Busse F.H. *J. Fluid Mech.*, **532**, 365, 2005.
9. Getling A.V., Simitev R.D., Busse F.H. *Astron. Nachr.* **326**, 241, 2005.
10. Busse, F.H. *Chaos*, **14**, 803, 2004.

## **О ПОТОКАХ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО В РАДИОХИМИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ**

**Гнедин Ю.Н., Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

## **ON SOLAR NEUTRINO FLUXES IN RADIOCHEMICAL EXPERIMENTS**

**Gnedin Yu.N., Ikhsanov R.N., Miletsky E.V.**

*Central Astronomical Observatory at Pulkovo RAS, Saint-Petersburg*

### **Abstract**

*We carried out an updated analysis of available solar neutrino data including Homestake, GALLEX, SAGE and SuperKamiokande results. The detail spectral analysis and direct quantitative estimations show that most stable variation of neutrino flux is displaying as the 5 year quasiperiod. The revised magnitudes of the mean neutrino fluxes are presented at the Table 3. We estimated the observed pp-flux of the solar electron neutrinos near the Earth. We consider two alternative possibilities of explanation of the variable part of the solar neutrino deficit.*

### **Введение**

Исследование солнечных нейтрино представляет одно из ключевых направлений современной астрофизики. Появление новых экспериментальных данных, полученных благодаря вступившим в строй новым нейтринным обсерваториям (Super Kamiokande, GALLEX, SAGE, SNO), позволили существенно улучшить наши знания о солнечных нейтрино и свойствах самого нейтрино как элементарной частицы. Ситуация с солнечным нейтрино неоднократно описывалась в многочисленных обзорах. Последний детальный обзор проблемы солнечных нейтрино представлен Бакалом и др. [1]. Важную роль в этой ситуации сыграли последние эксперименты с анти-нейтрино от наземных реакторов [2]. Оказалось, что наблюдаемый поток нейтрино от Солнца, по крайней мере, вдвое меньше той величины, которая соответствует стандартной модели Солнца (SSM). В настоящее время, наиболее общепринятым механизмом, вызывающим уменьшение потока солнечных нейтрино по сравнению с SSM, считается процесс нейтринных осцилляций, т.е. перехода электронного нейтрино в мюонное или тау состояние. Такое превращение, скорее всего, осуществляется в результате эффекта Михеева, Смирнова и Вольфенштейна (MSW) [3], протекающего не в вакууме, а в материальной среде. В основе MSW-эффекта лежит различие во взаимодействии с веществом нейтрино разных типов.

Общее изменение потока солнечных нейтрино по сравнению с SSM можно представить как сумму двух частей: постоянной, обусловленной чисто нейтринными осцилляциями, и переменной, обусловленной, возможно, солнечной активностью и, в частности, изменениями магнитного поля внутренних слоёв Солнца в процессе солнечной активности.

В качестве физического механизма, обеспечивающего переменность, рассматривают резонансную флейворную прецессию спина нейтрино (SFP, см., например, [4-6]), которая предполагает наличие у нейтрино магнитного момента  $\mu$ . В этом случае довольно сильное магнитное поле, наличие которого в основании конвективной зоны Солнца вполне возможно, вызвало бы сильную прецессию спина нейтрино, которая перебрасывала бы левое в стерильное правое нейтринное состояние, не участвующее в слабом взаимодействии.

### **Анализ вариаций потока солнечных нейтрино**

В качестве исходного материала мы использовали данные, полученные на хлор-аргоновом детекторе Homestake [7] с пороговым значением 0.814 MeV, обсерваторий GALLEX и GNO [8, 9] и SAGE [10] с галлиево-германиевым детектором с пороговым значением 0.233 MeV, а также данные Super Kamiokande [11] с усреднением в десять суток, с пороговым значением 7 MeV.

При поисках связи с солнечной активностью главное внимание уделялось исследованию корреляции (антикорреляции) с одиннадцати- и двухлетней периодичностями. Ихсанов и Милецкий [12, 13] указали на важность существования квазипятилетней периодичности в изменениях потока солнечных нейтрино. Приведем несколько доводов за и против реальности такой периодичности.

В табл. 1 представлены результаты подсчёта среднего значения скоростей захвата (потока) нейтрино в Homestake-эксперименте для всех без исключения ранов в пределах  $\pm 0.75$  года от центров максимумов и минимумов флуктуаций потока при фильтрации ряда Homestake с помощью полотно-пропускающего фильтра Баттеруорта (с диапазоном пропускания по периодам 4-14 лет) [12]. Кроме того, такой подсчёт сделан для случая, когда в тех же пределах взяты только по три последовательных рана с наибольшими и наименьшими значениями потока соответственно (b). Здесь же приведены статистические ошибки с доверительностью 68% ( $1\sigma$ ). У значений, отмеченных знаком вопроса, статистические ошибки находятся на уровне самой величины потока нейтрино. Поэтому при выводе среднего потока в колонках они не учитывались. Из рассмотрения таблицы 1 следует, во-первых, что все значения потоков в колонке максимумов выше, чем в колонке соседних минимумов. В случае (b) разности потоков соседних максимумов и минимумов почти повсюду превосходят  $2\sigma$  и в среднем составляют  $2.6\sigma$ , что совпадает с величиной надёжности, найденной по спек-



тру мощности [13]. В усреднённом случае (а) эта разность оказывается значительно меньше и в среднем составляет всего  $0.6\sigma$ .

Во-вторых, максимальные величины потоков нейтрино можно подразделить на две группы: высокие №№ 4,8,12 и низкие №№ 2,6,10. При этом если среднее из колонки максимумов значение потоков нейтрино составляет  $0.66 \pm 0.31$  ат/сут, что соответствует 46% от полученного по стандартной солнечной модели SSM равное 1.44 ат/сут, то на номера №№ 4,8 приходится 53% от SSM. Учитывая, что, согласно табл.1, средние – минимальное значение потока составляет  $0.47 \pm 0.32$  ат/сут, или 33% от SSM, модуляция флуктуации потока может достигать 20% от SSM. Однако эта величина флуктуации (а) считалась бы статистически оправданной, т.е., значимой, если бы приведенные выше статистические ошибки были бы, по крайней мере, в три раза меньше, чем следует из наблюдений Homestake.

Поэтому средний поток нейтрино в Homestake –эксперименте является единственно статистически оправданной величиной, определенной как среднее из средне-максимальной и минимальной в табл.1, и равной  $0.565 \pm 0.044$  ат/сут или как  $0.392 \pm 0.030$  от SSM, где ошибка приведена как среднее квадратическое отклонение от среднего при  $n = 52$ . Этим можно было бы и ограничиться, как многие авторы, исследовавшие данный вопрос. Но тот факт, что пятилетняя вариация потока нейтрино проявляется непрерывно на всем протяжении наблюдений, дает основание к утверждению о реальности существования этой квазипериодичности в ряде Homestake.

Сопоставление положений максимумов на кривой величин потока нейтрино [12] с циклическим изменением напряжённости крупномасштабного магнитного поля (КМП) на пути пролёта нейтрино от ядра Солнца к Земле показывает определённую закономерность. А именно, положения высоких максимумов (№ 4, 8, 12) приходятся по времени на фазу минимумов 11-летнего цикла в экваториальной зоне КМП. Максимумы меньшей высоты (№ 6, 10) наблюдаются во время смены полярности КМП в экваториальной зоне. В то же время минимумы потока нейтрино (№ 5, 9) приходятся на периоды максимумов 11-летних циклов. Таким образом, ряд эксперимента Homestake показывает наличие флуктуаций с квазипериодами около 10 и 5 лет, демонстрирующими их связь с циклическим изменением магнитного поля Солнца. Такую закономерность вряд ли можно считать случайным явлением.

Данную проблему можно было бы попытаться разрешить с помощью сравнения с другими независимыми рядами данных. К сожалению, в начале работы других нейтринных экспериментов в Homestake прекратились наблюдения. Однако, как некоторое их продолжение можно попытаться использовать данные GAL + GNO, которые показывают с Homestake подобные CM и наличие квазипятилетних холмов. Подобно Табл.1, в табл. 2 приведены величины потоков нейтрино GAL/G и стандартные отклонения для отрезков времени с центрами, приведенными во втором столбце таб-

лицы. Промежутки времени были специально взяты короче (0.6 – 0.9 года), чем в табл. 1 с тем, чтобы иметь примерно тоже число ранов. Во второй и третьей строках соответственно приведены величины потоков нейтрино для SAGE и SK в тех же интервалах времени. Для удобства сравнения потоки нормированы к соответствующим значениям SSM.

**Таблица 1.**

№	Дата	Максимум ат/сут	Число ранов (n)	Минимум ат/сут	Число ранов (n)
1a	1970.5	-		$0.27 \pm 0.20(?)$	4
1b	1970.5	-		$0.21 \pm 0.19(?)$	3
2a	1973.0	$0.49 \pm 0.47(?)$	5	-	
2b	1973.0	$0.62 \pm 0.59(?)$	3	-	
3a	1975.0	-		$0.44 \pm 0.31$	6
3b	1975.0	-		$0.38 \pm 0.15$	3
4a	1977.8	$0.72 \pm 0.34$	8	-	
4b	1977.8	$1.00 \pm 0.13$	3	-	
5a	1980.2	-		$0.17 \pm 0.19(?)$	8
5b	1980.2	-		$0.02 \pm 0.03(?)$	3
6a	1982.3	$0.54 \pm 0.34$	8	-	
6b	1982.3	$0.65 \pm 0.14$	3	-	
7a	1984.3	-		$0.48 \pm 0.34$	9
7b	1984.3	-		$0.31 \pm 0.11$	3
8a	1986.8	$0.80 \pm 0.32$	4	-	
8b	1986.8	$0.85 \pm 0.18$	3	-	
9a	1989.0	-		$0.49 \pm 0.30$	9
9b	1989.0	-		$0.28 \pm 0.24$	3
10a	1991.5	$0.59 \pm 0.24$	8	-	
10b	1991.5	$0.75 \pm 0.20$	3	-	
Ср.	А	$0.66 \pm 0.31$	28	$0.47 \pm 0.32$	24
Ср.	В	$0.77 \pm 0.17$	12	$0.32 \pm 0.18$	9
Ср.	А	$0.566 \pm 0.313$			52
Ср.	В	$0.545 \pm 0.173$			21

В табл. 2, как и в случае Homestake-эксперимента величина скорости захвата (потока) в G/G в колонке «Максимум» во всех случаях выше, чем в соседней колонке «Минимум». Особенно большое различие наблюдается между потоками на фазах минимума (№3) и максимума (№4) солнечного цикла, где их разность составляет  $3,4\sigma$ . Однако в тех же временных интервалах данные SAGE показывают противоположную зависимость, т.е. величины потоков в колонке «Минимум» выше, чем в колонке «Максимум», хотя различия и остаются в пределах ошибок. В чем причина такого существенного различия результатов, следующего из наблюдений того же галлиевого эксперимента? Естественно это связано, прежде всего, с большими ошибками в наблюдениях. Как следует из табл.2, данные SAGE до 1996 г. (обозначим их как SAGE I) явно имеют ошибки достигая уровня самого значения потока или даже превосходя его (№1). Такие случаи (как и в табл.1) отмечены вопросительным знаком. Однако, начиная с 1996г. (SAGE II) величины ошибок находятся на уровне сопоставимом с GAL/G и Homestake.

**Таблица 2.**

№	Дата	Максимум (данные относительно SSM)	Число ранов (n)	Минимум (данные относительно SSM)	Число ранов (n)	Эксперимент
1	1991.8	$0.82 \pm 0.26$ $0.59 \pm 0.62(?)$	9 9			GALLEX SAGE
2	1994.2			$0.59 \pm 0.27$ $0.79 \pm 0.54(?)$	15 10	GALLEX SAGE
3	1996.6	$0.99 \pm 0.28$ $0.42 \pm 0.15$ $0.44 \pm 0.05$	11 7 22			GALLEX SAGE SK
4	2000.2			$0.41 \pm 0.06$ $0.58 \pm 0.34$ $0.46 \pm 0.05$	7 9 17	GNO SAGE SK
5	2001.8	$0.61 \pm 0.24$	7			GNO

Таким образом, из табл.2 следует, что из количественного сравнения потоков нейтрино на фазах максимума и минимума (№4 и №3 соответственно) можно констатировать, что ряды SAGE и GAL/G показывают связь с солнечной активностью, хотя и в пределах ошибок.

## Обсуждение

Естественно возникает вопрос, являются ли наблюдаемые флуктуации результатом действительного изменения потока солнечных нейтрино или же это результат постороннего влияния на эксперимент, действующего синхронно с солнечной активностью?

Если ряд Homestake действительно отражает величину приходящего потока нейтрино от Солнца, то, согласно табл.1, суммарный дефицит потока нейтрино складывается из его постоянной и переменной частей. Постоянную часть дефицита можно определить как разность между расчетным потоком SSM и максимальным потоком в эксперименте, что равно (Табл.1) примерно 50%. В таком случае переменная его часть может составлять около 20% от SSM. Согласно теоретическим и экспериментальным исследованиям последних лет, постоянную часть дефицита потока нейтрино можно объяснить на основе теории нейтринных осцилляций (MSW-эффект) [3, 14]. В то время, как меньшая, вторая часть дефицита потока нейтрино требует механизма, учитывающего переменность магнитного поля Солнца. Таким механизмом, по-видимому, может быть резонансно-спиновая флэйворная прецессия (RSFP), которая требует присутствия у нейтрино значительного магнитного момента.

Однако, в Ga-эксперименте два параллельных ряда наблюдений SAGE и GAL/G (табл.2) относительно переменной части дефицита дают взаимно исключаящие результаты. Отметим, что, несмотря на относительную скудность данных (1990-2003 гг.) Табл.2 позволяет сделать ряд важных выводов. Так, из таблицы следует, что, как было отмечено выше, ошибки в данных SAGE за время 1990 до 1996 гг. (№1 и 2) очень значительны. Это видно и из среднего потока, вычисленного за данный отрезок времени:  $87.8 \pm 12.4$  SNU. Однако такое значение потока и большая ошибка обязаны в значительной степени ранам, превышающим среднее значение потока более чем в 2-3 раза. Убрав эти заведомо нереально большие потоки пяти ранов, находим SAGE I равным в  $67.1 \pm 7.9$  SNU ( $n = 39$ ) или  $0.520 \pm 0,061$  SSM. Хотя средняя квадратическая ошибка остается большой, величина потока уже находится в хорошем согласии со средним потоком SAGE II в  $66.1 \pm 5.3$  SNU ( $0.512 \pm 0.041$  SSM), вычисленным для времени с 1996 по 2001 гг. (из 48 ранов). Учитывая, что с 1996 г. в программу измерений были внесены изменения [10] ряды SAGE I и II можно рассматривать как два отдельных ряда.

Обращаясь вновь к табл.2, находим, что среднее значение скорости захвата, определенное как полусумма значений колонок «Максимум» и «Минимум», в случае SAGE II и GNO составляет примерно 0.50 SSM. В то время как для GALLEX она равна 0.75 SSM, т.е. в последнем случае наблюдается значительное смещение нуля-пункта, относительно SAGE и GNO. Далее, согласно SAGE постоянная часть дефицита потока порядка 50%, а переменная, в отличие от GALLEX находится в пределах ошибок. В

связи с этим возникает необходимость рассматривать альтернативную причину возникновения переменной части дефицита потока нейтрино в наблюдениях Homestake и GALLEX, а именно, связанную с недостаточным учетом фона.

Полученное нами среднее значение скорости захвата солнечных нейтрино в Cl-эксперименте равным  $0.566 \pm 0.044$  ат/сут по данным табл.1, находятся в согласии со значением, полученным Каттанио [15]. В то время как общепринятое значение потока, данное в работе Кливленда и др. [7], равное  $0.478 \pm 0.03$  ат/сут., явно занижено и соответствует полученному нами в табл.1 минимальному потоку.

Как и в эксперименте Homestake, переменная часть потока в SAGE и GNO составляет примерно 0,20 от SSM. При этом в GAL/G эксперименте максимальный поток нейтрино наблюдался на фазе минимума, а в SAGE – максимума 11-летней солнечной активности. Это означает, что флюктуации потока могут быть, скорее всего, связаны с противоположной реакцией самих этих двух экспериментов обусловленной неким фактором, а не с истинным изменением потока нейтрино от Солнца. Согласно Владимирскому и Брунсу [16] этот некий фактор, может быть обусловлен влиянием на физико-химическую кинетику вещества мишени геофизических факторов, контролируемых солнечной активностью. Тогда величина этих колебаний потока нейтрино, зависящая от фазы 11-летнего солнечного цикла заключена в пределах  $\pm 0.1$  SSM относительно среднего потока солнечных нейтрино. В таком случае максимальный поток нейтрино может составлять в Cl – и Ga- экспериментах примерно 3.83 SNU и 77.6 SNU соответственно.

В табл.2, в данных GALEX наблюдается та же картина, что и в случае данных Homestake. При этом величина потока в «Минимум» равна  $0.59 \pm 0.27$  SSM, т.е. заметно выше, чем средний поток SAGE и GNO. Поэтому ряд GALLEX, без существенного пересмотра, по-видимому, не следует использовать при выводе среднего по всем рядам Ga-эксперимента.

В табл.3 приведена сводка ревизованных нами значений скоростей захвата нейтрино для Cl и Ga-экспериментов. К ним добавлены величины потоков SK и SNO [17]. Из табл.3 следует, что полученный из наблюдений энергетический спектр электронной составляющей нейтрино, нормированный к SSM, показывает, что с ростом энергии нейтрино величина их потока относительно SSM падает. Причем падение потока происходит нелинейно, поскольку в области средних энергий наблюдается наиболее быстрый его спад.

Представляет интерес провести оценку потока pp-нейтрино, составляющие основную часть солнечного нейтринного спектра, по экспериментальным данным, приведенным в табл.3.

В качестве скорости захвата в Ga-эксперименте примем значение  $66.1 \pm 5.3$  SNU, как имеющее наименьшую ошибку. Проведенная нами

оценка измерений скорости потока pp-нейтрино показали, что она составляет 40.1 SNU или  $0.57 \pm 0.22$  от SSM

**Таблица 3.**

Эксперимент	Данные (SNU)	SSM поток (SNU)	Данные (относительно SSM)
SAGE ( $^{71}\text{Ga}$ ) I II	$67.1 \pm 7.9$ $66.1 \pm 5.3$	$129 \pm 8$ –	$0.520 \pm 0.061$ $0.512 \pm 0.041$
GNO ( $^{71}\text{Ga}$ )	$62.9 \pm 6.0$	$129 \pm 8$	$0.488 \pm 0.042$
Homestake ( $^{37}\text{Cl}$ )	$3.03 \pm 0.22$	$7.7 \pm 1.2$	$0.393 \pm 0.029$
Super Kamiokande ( $\text{H}_2\text{O}$ )	$2.39 \pm 0.07$ ( $10^6 \text{cm}^{-2} \text{c}^{-1}$ )	$5.15 \pm 0.72$ ( $10^6 \text{cm}^{-2} \text{c}^{-1}$ )	$0.465 \pm 0.014$
SNO ( $\text{D}_2\text{O}$ )	$1.80 \pm 0.11$ ( $10^6 \text{cm}^{-2} \text{c}^{-1}$ )	–	$0.349 \pm 0.022$

### Заключение

Наиболее устойчивыми квазипериодичностями в вариациях потока нейтрино по данным радиохимических экспериментов оказались 11-, и 5-летние. Количественные оценки амплитуд квазипятилетних колебаний потока нейтрино - показали, что переменная часть дефицита потока проявляет связь с циклическими изменениями магнитного поля Солнца (табл. 1, 2).

Рассмотрены два альтернативных варианта объяснения возможной причины возникновения переменной части дефицита потока нейтрино: являются ли наблюдаемые квазипериодические флуктуации результатом действительного изменения потока солнечных нейтрино или же это результат постороннего влияния некоего фактора на эксперимент, действующего синхронно с солнечной активностью.

Наличие противоположного действия солнечной активности (табл.2) на потоки нейтрино в GAL/G- и SAGE- экспериментах, делает возможным второй вариант. Для проверки этого положения, желательно, в частности, проведение синхронных наблюдений в SAGE и GNO. Величина максимального отклонения от среднего потока солнечных нейтрино, в любом случае, составляет  $\pm 0.1$  SSM.

Показано, что сами средние значения потоков нейтрино, полученные ранее для радиохимических экспериментов, требуют корректировки. Ревизованные значения, приведенные в табл.3, оказались в случае ряда Nomesake выше, а в случае SAGE – ниже, чем публиковавшиеся ранее. Полученная на основе ревизованных скоростей захвата оценка наблюдаемого pp-потока электронных солнечных нейтрино у Земли составила  $0.57 \pm 0.22$  от SSM.

Для дальнейшего уточнения представленных в табл. 3 величин, также как и для исследования переменной части дефицита потока нейтрино, необходимо, в частности (как следует из табл. 1 и 2), существенное уменьшение случайных и систематических ошибок в нейтринных экспериментах.

### Литература

1. *Бакал и др. (Bahcall J.N., Pinsonneault M.H., Basu S., et al.)* Astrophys. J., **555**, 990 (2001).
2. *Камленд (KamLAND collaboration)*, hep-ex/040621, (2004).
3. *Михеев С.П., Смирнов А.Ю.*, УФН, **153**, 3 (1987).
4. *Шехтер и Валле (Schechter J., Valle J.W.F.)*, Phys. Rev. D, **24**, 1883 (1981).
5. *Ахмедов (Akhmedov E.K.)*, Phys. Lett. **B213**, 64 (1988).
6. *Лим и Марсиано (Lim C.-S., Marciano W.J.)*, Phys. Rev. D, **37**, 1368 (1988).
7. *Кливленд и др. (Cleveland B.T., Daily T., Davis R. et al.)*, Astrophys.J, **496**, 505 (1988).
8. *Кирстен (Kirsten T.A.)*, Rev. Mod. Phys., **71**, 1213 (1999).
9. *Пандола (Pandola L.)*, hep-ph/0406248 (2004).
10. *Абдурашитов (Abdurashitov J.N.)*, astro-ph/0204245 (2002).
11. *Юоо и др. (Yoo J. et al.)*, hep-ph/0307070 (2003).
12. *Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В.*, Труды конф. «Крупномасштабная структура солнечной активности» (СПб.: Пулковое, 1999), 165.
13. *Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В.*, Изв. ГАО, **216**, 543 (2002).
14. *Кландор-Клайнгретхаус Г.В., Цюбер К.*, *Астрофизика элементарных частиц* (М.: Редакция журнала УФН, 2000).
15. *Каттанео (Cattaneo W.)*, astro-ph/0311534 (2003).
16. *Владимирский Б.М., Брунс А.В.*, ЖЭТФ, **125**, 4, 717 (2004).
17. *Фукуда (Fukuda S. et al.)*, hep-ex/0405075 (2004).





## **ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ЭФФЕКТИВНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЮСОВ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ EIT (SOHO) ЗА 1999-2004 ГГ.**

**Гусева С.А.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия  
svgual@yandex.ru*

## **STUDY OF PROPERTIES OF EFFICIENT MAGNETIC-POLES OF THE SUN ON DATA EIT (SOHO) FOR 1999-2004**

**Guseva S.A.**

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

### **Abstract**

*Investigation of structure and disposition of systems of polar rays of the Sun is of great importance for study of his common magnetic field. During a cycle of solar activity the deformation of polar rays can be expressed in parameter  $q$  is a distance of efficient magnetic-poles from the center of the disk up to crosspoint of tangents to polar rays in a corona. For calculation of solar «magnet» by photos of the total eclipse of the Sun earlier used [1-12], when did not launch an orbit of solar observatories.*

*In the given article, plotting of the Sun for 1999-2004 used, which have been photographed from orbital telescope EIT (SOHO) in a line  $\lambda 171\text{\AA}$  and  $\lambda 195\text{\AA}$ . As a result of the modification of parameter  $q$  for N and S poles has been received for:*

*1999.- $qN = (0,512 \pm 0.02) R_o$ ;  $qS = (0,476 \pm 0.02) R_o$ ; 2000.- $qN = (0,388 \pm 0.02) R_o$ ;  $qS = (0,403 \pm 0.02) R_o$ ;  
2001.- $qN = (0,473 \pm 0.02) R_o$ ;  $qS = (0,462 \pm 0.02) R_o$ ; 2002.- $qN = (0,549 \pm 0.02) R_o$ ;  $qS = (0,519 \pm 0.02) R_o$ ;  
2003.- $qN = (0,622 \pm 0.02) R_o$ ;  $qS = (0,616 \pm 0.02) R_o$ ; 2004.- $qN = (0,652 \pm 0.02) R_o$ ;  $qS = (0,644 \pm 0.02) R_o$ .*

*Analysis of solar "magnet" on data EIT for earlier time term (01.06.1997-24.06.1998) it has been made in-process [13].*

*The received modification of length of solar "magnet" was compared to a drift of a heliographic latitude of high-altitude band of filaments for the given time term. In a maxima of solar activity the distance between efficient magnetic-poles minimumly since July 2000 -  $(qN+qS) = 0,73R_o$ , and from the middle 2004 attains  $1,4R_o$ .*

### **Введение**

На протяжении всего XX века большой интерес представляли собой полярные лучи. Наблюдение полярных щеточек было практически первым указанием на существование магнитного поля Солнца. Весьма соблазнительно было связать полярные лучи с силовыми линиями магнитного диполя общего магнитного поля Солнца, выходящими из его магнитных полюсов. Такие попытки делались неоднократно многими исследователями при изучении полярных лучей по снимкам полных солнечных затмений [1,2,5,7,8]. В 1950 г. Ван де Хюльст [1-2] заметил, что если полярные лучи продолжить назад, то они пересекутся в точке лежащей на оси вращения Солнца или вблизи нее на расстоянии  $q$  от

центра. Если поле было бы, дипольным то выполнялось бы равенство  $1/q = 3\sin\varphi$ , и т.к. полярные «щеточки» не простираются ниже  $\varphi = \pm 60^\circ$ , то для диполя  $q = 0,33$ . Ван де Хюльст получил расстояние эффективных магнитных полюсов от центра диска в пределах от  $0,55R_0$  до  $0,70R_0$  [1]. Были предприняты попытки аппроксимации формы полярных лучей не полем диполя, а более сложными полями. Например, Чад [9] пытался представить изменение параметра  $q$  комбинацией полей квадруполья и октополья, а Бахман [7] считал, что силовые линии полярных лучей можно расположить вдоль силовых линий поля, создаваемого намагниченным стержнем длиной  $1,2R_0$ , либо представить полем соленоида, двумя внутрисолнечными кольцевыми токами, симметричными относительно оси и расположенными на расстоянии  $1R_0$  друг от друга.

Исследования параметра  $q$  –солнечного «магнита» проводилось по снимкам полных солнечных затмений в разных работах [1-12]. Например, японский ученый Саито [8] измерил параметр  $q$  для 6 затмений, (и первым указал, что  $q$  изменяется в течение цикла солнечной активности), а Несмянович [11] использовал 31 изображение затмения Солнца за период 1871-1961 гг. Параметр  $q$  в минимуме солнечной активности достигал максимальных значений  $(0,65 \div 0,79) \pm 0,05R_0$ , а в максимуме был около величины соответствующей для точечного диполя, т.е.  $(0,40 \div 0,30) \pm 0,05R_0$ . Исследования солнечного «магнита» показали, что максимальное его значение попадает не точно на минимум солнечной активности, а сдвинуто к моменту на 1-2 года до минимума, а через 3 года после минимума  $q$  - минимально. Было замечено, что изменение величины  $q$  с фазой солнечной активности в первую очередь указывает не столько на изменение напряженности поля, сколько на колебание формы поля за время цикла солнечной активности.

Значительную долю отклонений поля от точечного диполя, несимметричность полярных шапок и отклонение магнитной оси от оси вращения Солнца можно объяснить влиянием активных образований короны и хромосферы, в первую очередь влиянием больших корональных лучей-опухал. Это было установлено в работах Никольского [4], Всехвятского [3] и Бугославской [10]. Исследования солнечного «магнита» было продолжено другими авторами, например в работах [12-13].

Цель данной работы - это продолжение начатого ряда эволюции эффективных магнитных полюсов Солнца по данным EIT (SOHO) в работе Макарова [13].

### **Наблюдательный материал**

Для данной работы использовались:

1. Набор ежедневных изображений спектрогелиограмм телескопа EIT  $\lambda 171\text{\AA}$  (FeIX) и  $\lambda 195\text{\AA}$  (FeXII), орбитальной обсерватории SOHO, за период 1999–2004 гг.
2. Синоптические Na карты Кисловодской ГАС ГАО за CR(1945-2024).

### 3. Цюрихские данные ежедневных значений чисел Вольфа.

#### Метод и результат обработки данных

Для определения параметра  $q$ , ко всем видимым полярным лучам на изображении Солнца  $\lambda 171\text{\AA}$ , в их основаниях проводились касательные, которые пересекались в некоторой области на оси вращения Солнца или вблизи нее. Расстояние между средними точками областей схождения касательных, выраженное в радиусах Солнца, и принималось за параметр  $q$ . Если за данный день не было изображения в  $\lambda 171\text{\AA}$ , то бралось изображение в  $\lambda 195\text{\AA}$ .

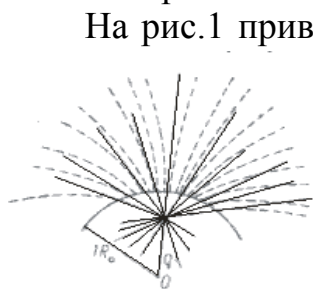


Рис. 1.

На рис.1 приведена зарисовка для определения расстояния эффективного магнитного полюса, от центра диска до точки пересечения касательных, у основания полярных лучей в короне.

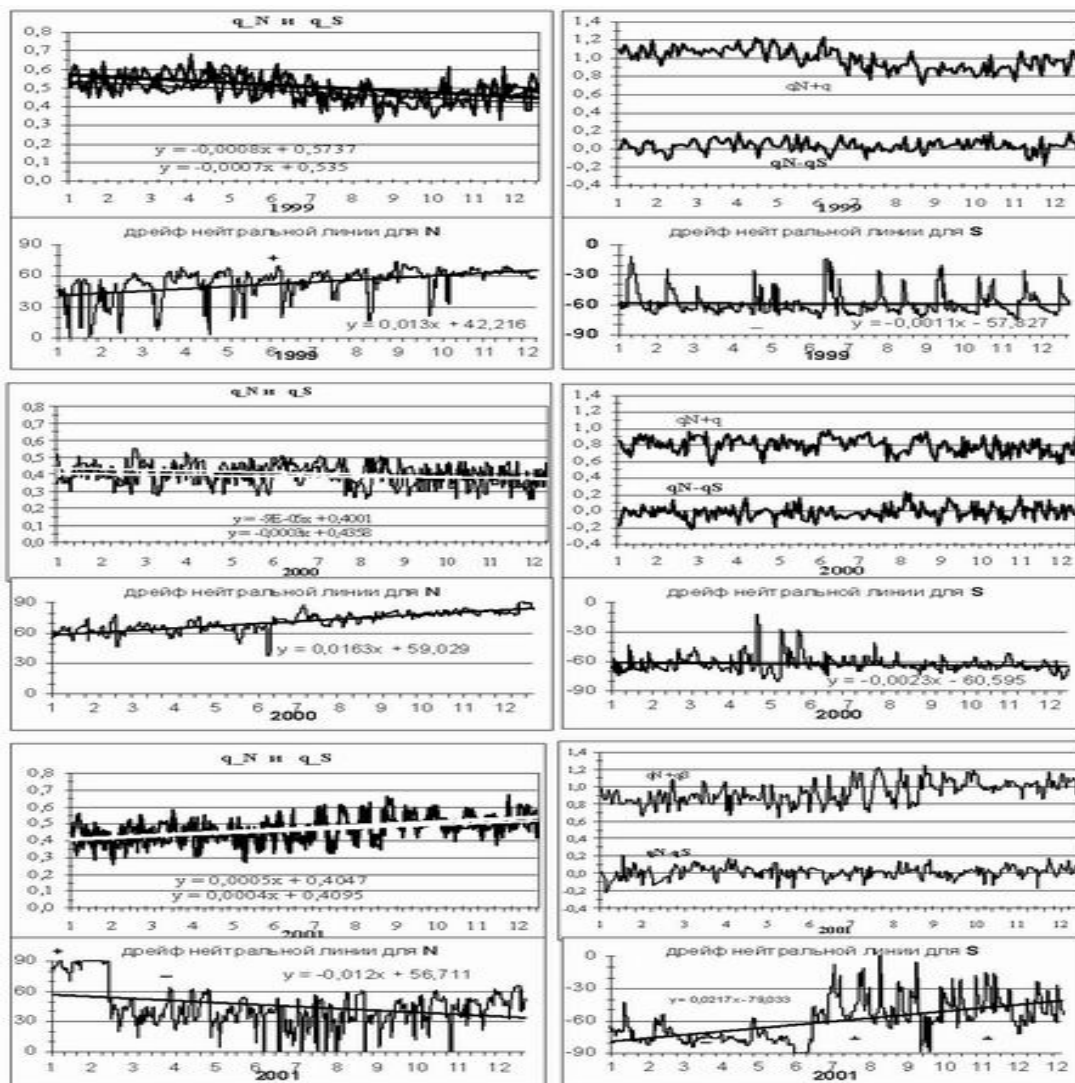
Для сопоставления полученного изменения длины солнечного «магнита» с солнечной активностью, а именно с периодом переполюсовки общего магнитного поля Солнца, были оцифрованы по Накартам, верхние границы раздела полярностей в южном и северном полушарии через каждые  $3^\circ$ . Результаты обработки за 1999-2004гг. представлены на рис.2 и рис.3. На рисунках показаны, разными цветами для N и S полюсов, изменения параметра  $q$ ,  $(q_N+q_S)$ ,  $(q_N-q_S)$ , и изменения гелиографической широты верхней границы раздела полярности за каждый год. Проведены аппроксимирующие кривые, и их уравнения нанесены на графики.

За 1999 г. наблюдается крутой дрейф нейтральной линии в северном полушарии, и всего  $2^\circ$  тренд для южного. Наблюдается изменение параметра  $q$  - для  $q_N$   $-(0,57\pm 0,45)R_o$ ; и  $q_S$   $-(0,53\pm 0,42)R_o$ ; Длина  $q_N > q_S$ , и их значения убывают с одинаковой скоростью. С июня месяца числа Вольфа увеличились (рис.4), и в это время для  $q_N$  и  $q_S$  одновременно имеет место резкое падение их значений на  $0,1R_o$ .

В 2000 г. продолжается спад параметра  $q$ , причем для  $q_N$ , он произошел на полгода быстрее, чем для  $q_S$ . В августе месяце линии тренда для  $q_N$  и  $q_S$  сходятся, и в декабре достигают минимальных значений:  $q_N$   $-(0,39\pm 0,36)R_o$ ;  $q_S$   $-(0,43\pm 0,36)R_o$ . По значениям чисел Вольфа наступил максимум активности Солнца. Увеличивается разность между значениями  $q_N$  и  $q_S$ , если в 1999г.  $(q_N - q_S) < 0,2R_o$ , то в 2000 г. она достигает  $0,3R_o$ . В максимуме солнечной активности расстояние между эффективными магнитными полюсами минимально, с июля 2000 г.  $(q_N+q_S) = 0,73R_o$ . В декабре в северном полушарии дрейф нейтральной линии приближается к  $90^\circ$ , а для южного - дрейф нейтральной линии происходит с тем же небольшим наклоном, как и в 1999 г. (рис.2).

В 2001 г. начинается одновременное увеличение параметров  $q_N$  и  $q_S$  с колебанием их значений до  $0,3R_o$ , а  $(q_N-q_S)$  уменьшается до  $0,2R_o$ ,

$q_N$   $-(0,40 \div 0,55)R_o$ ;  $q_S$   $-(0,41 \div 0,52)R_o$ . За январь – февраль, по данным  $H\alpha$  картам, произошла переполюсовка на северном полюсе, которая началась еще в конце декабря 2000 г. С середины февраля до июня 2001 г. на обоих полюсах была отрицательная полярность. В июне начался процесс переполюсовки на южном полюсе Солнца, который закончился в сентябре. В период переполюсовки наблюдаются относительно резкие колебания параметра  $q$ , как для северного  $q_N$ , так и для южного  $q_S$ , а после переполюсовки, когда наблюдается спад активности, эти колебания не превышают  $0,13R_o$ .



**Рис.2.** Эволюция эффективных магнитных полюсов и высокоширотных границ раздела полярностей за 1999-2001 гг.

В 2002 г. продолжается увеличение расстояний эффективных магнитных полюсов от центра диска:  $q_N$   $-(0,50 \div 0,59)R_o$ ;  $q_S$   $-(0,45 \div 0,58)R_o$ . Соответственно длина солнечного «магнита» увеличилась с  $1R_o$  до  $1,2R_o$ . Колебания значений  $q_N$  и  $q_S$  к концу года становятся незначительными  $0,08R_o$  (рис.3).

В 2003 г. аппроксимирующие кривые для  $qN$  и  $qS$  совпадают, и в течение года не изменяются:  $qN - (0,61 \div 0,62)R_o$ ;  $qS - (0,62 \div 0,62)R_o$ ;  $(qN - qS) < 0,18R_o$ .

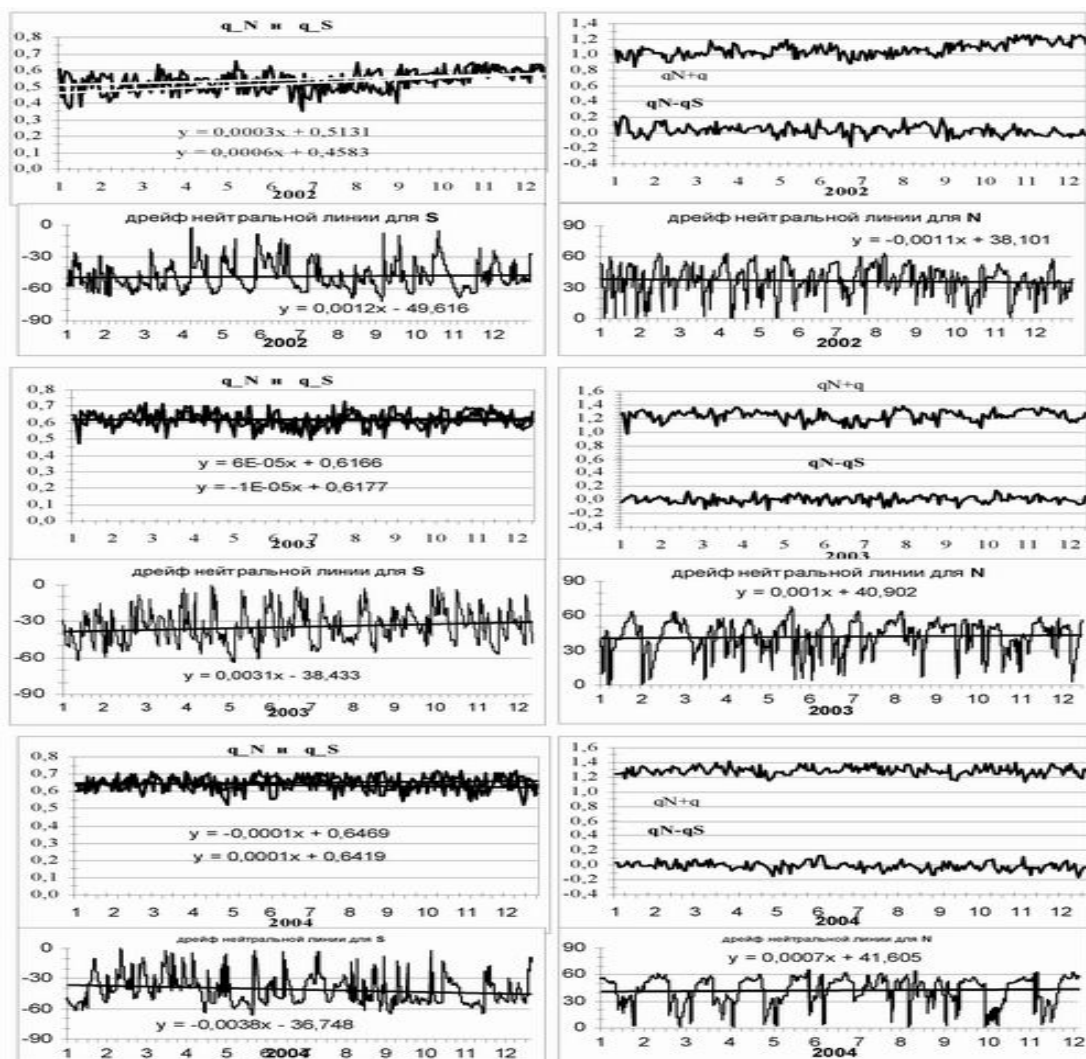


Рис.3. Эволюция эффективных магнитных полюсов и высокоширотных границ раздела полярностей за 2002-2004 гг.

В 2004 г. рост параметра  $qS$  с апреля месяца опережает рост значений для  $qN$ :  $qN - (0,65 \div 0,63)R_o$ ;  $qS - (0,64 \div 0,67)R_o$ . В конце декабря значение  $qS$  с  $0,73R_o$  падает до  $0,63R_o$ , что может служить подтверждением ожидаемого минимума в 2006 году.

По данным EIT (SOHO) за 1999–2004 гг. получились достаточно хорошо согласующиеся результаты с исследованиями солнечного «магнита» по снимкам полных солнечных затмений. Параметр  $q$  изменяется: 1999г.- $qN=(0,512 \pm 0,02)R_o$ ;  $qS=(0,476 \pm 0,02)R_o$ ; 2000г.- $qN=(0,388 \pm 0,02)R_o$ ;  $qS=(0,403 \pm 0,02)R_o$ ; 2001г.- $qN=(0,473 \pm 0,02)R_o$ ;  $qS=(0,462 \pm 0,02)R_o$ ; 2002г.- $qN=(0,549 \pm 0,02)R_o$ ;  $qS=(0,519 \pm 0,02)R_o$ ; 2003г.- $qN=(0,622 \pm 0,02)R_o$ ;  $qS=(0,616 \pm 0,02)R_o$ ; 2004г.- $qN=(0,652 \pm 0,02)R_o$ ;  $qS=(0,644 \pm 0,02)R_o$ ;

В период максимума солнечных пятен среднее расстояние от северного и южного эффективного полюса до центра диска, имеет значение соответствующее удалению эффективных полюсов для точечного диполя т.е.  $(0,40 \div 0,30)R_o$ , а в 2004 г. достигает, по-видимому, своего

максимального значения  $(0,65 \div 0,73)R_o$ . Эволюции чисел Вольфа, и среднего параметра  $q$  представлены на рис.4.

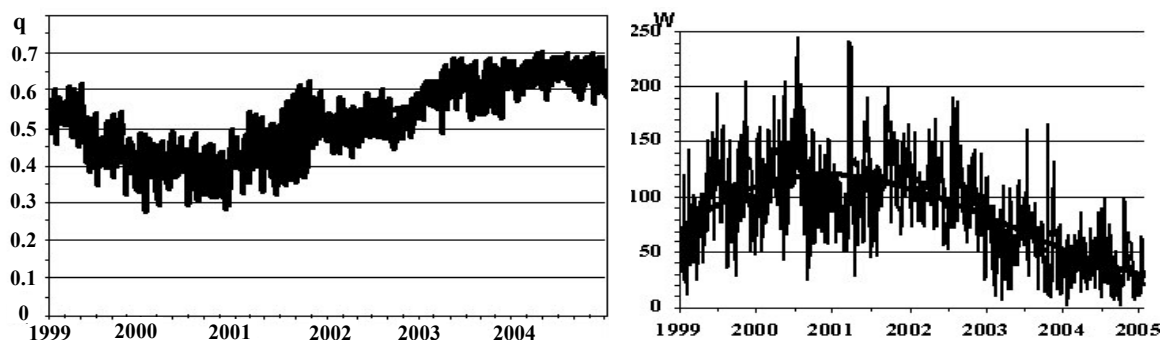


Рис.4. Эволюция среднего параметра  $q$  и значений чисел Вольфа (1999-04 гг.).

Из значений видно, что чаще  $qN > qS$ . Для объяснения N-S-асимметрии можно предложить, что суммарное магнитное поле в короне расположено несимметрично относительно плоскости солнечного экватора, плоскость симметрии магнитного диполя в короне несколько приподнята к северу по отношению к плоскости солнечного экватора. В период переполусовки наблюдаются относительно резкие колебания параметра  $q$ , как в северном, так и в южном полушарии, а после переполусовки, когда наблюдается спад активности, эти колебания не превышают  $0,13R_o$ . Длина солнечного «магнита» за период 1999-2004 г. изменяется от  $1,22R_o$  до  $0,73R_o$  (максимум солнечной активности), а в 2004г. достигает  $1,42R_o$ .

Изменение  $q$  с фазой активности не дает права утверждать, что расстояния между полюсами магнитного диполя Солнца меняются реально, т.к. параметр  $q$  относится к суммарному полю в короне, а не к полю Солнца, изучаемому по фотосферным наблюдениям.

### Литература

1. *H.C. Van de Hulst*, Bull. Inst. Astrophys., Netherlands, 11, 410, 1950.
2. *X.K. Ван де Холст*, Солнце. Сб. под ред. Дж. Койпера. М., с.262, 1957
3. *С.К. Всехсвятский, Г.М. Никольский*. АЖ, 32, с.354, 1955
4. *Г.М. Никольский*. АЖ, 33, С.87 и С.588, 1956
5. *M. Waldmeier*, Zs. Astrophys., 41, 115, 1956
6. *В.И. Иванчук*. ДАН СССР, 117, № 4, с.589, 1957
7. *H. Bachmann*. Zs.f. Astrophys., 44, 56, 1957
8. *K. Saito*. Publ. Astron. Sec. Japan, 10, 49, 1958
9. *I.K. Csada*. Acta Phys. Chem., 6, 77, 1958
10. *Е.Я. Бугославская*. ТЭНПСЗ 1952 и 1954 гг., с.100, 1958 .
11. *А.Т. Несмеянович*. АЖ, 39, с. 996, 1962
12. *S. Koutchmy, K. Bocchialini*. in «Solar Jets and Coronal Plumes», Proc. Intern. Meeting. Guadeloupe, ESA SP-421, 51, 1998
13. *V.I. Makarov, D.K. Gallewut, P. Cugnion*. «Polar Magnetic Field Depth as Derived from SoHO EIT Polar Plumes Observations». Advances in Solar Physics Euroconferencv: Magnetic field and Oscillations ASP Conference Series. Vol.184, 1999.

## **ИССЛЕДОВАНИЕ ДОЛГОЖИВУЩИХ ЛУЧЕЙ В КОРОНЕ СОЛНЦА ПО СНИМКАМ ОРБИТАЛЬНОГО ТЕЛЕСКОПА LASCO C2**

**Гусева С.А., Шрамко А.Д.**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия;  
svgual@yandex.ru, a\_shramko@inbox.ru*

## **EXAMINATION OF LONG-LIVED CORONAL STREAMERS OF THE SUN ON PICTURES OF ORBITAL TELESCOPE LASCO C2**

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

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

### **Abstract**

*The analysis of some pictures of a corona of the Sun in a white light, on observations of coronagraph LASCO C2, orbiting observatory SOHO, for time 1996-2005 years. Synoptic charts of coronal rays for heights from 2.5 up to 5Ro, for CR (1908-2027) built. If to be grounded that coronal rays are drawn out along neutral a heliosphere synoptic charts of a disposition of rays represent a pattern substantial observed neutral a heliosphere. The given article is prolongation of article [5] where synoptic charts for  $h=2R_o$  for 2002 year.*

*Received allocation of rays, for each CR of time 1996-2005, has been combined with the relevant synoptic chart in line  $H\alpha$ , and with magnetograms of a coronal magnetic field where the neutral coronal line of a global field on  $h = 2.5R_o$  and  $h = 3.25R_o$  is calculated. On received maps the statistical analysis of declinations of long-lived helmet-shaped rays in space has been made.*

### **Введение**

Солнечная корона является сложным по своей структуре образованием. Наиболее впечатляющее проявление изменчивости крупномасштабной структуры короны в 11-летнем цикле связано с корональными лучами, которые, могут простираться до расстояний в десятки радиусов Солнца ( $R_o$ ), а возрастание концентрации протонов в потоках солнечного ветра указывает на продолжение их до орбиты Земли [4]. Геометрические параметры этих лучей (форма, их ориентация и расположение в пространстве) тесно связаны со структурой магнитного поля. Их изучению было посвящено много работ, при этом изучение короны, на расстоянии нескольких радиусов Солнца, опиралось почти исключительно на наблюдения полных солнечных затмений, начиная с затмения 1842 г., когда было доказано, что лучистое сияние принадлежит Солнцу. С 70-х годов велись исследования короны с ракет, ИСЗ и орбитальных станций. В сентябре 1971 г. был запущен

ИСЗ OSO 7, с 1973-1974 наблюдения белой короны проводились на ОКС Skylab, с 1979 г.- ИСЗ 378-1, в 80-х – ИСЗ SMM, а начало работы инструмента LASCO, космического аппарата SOHO, в декабре 1995 г. открыло возможности для изучения тонкой лучевой структуры пояса стримеров короны с временным разрешением несколько минут и пространственным разрешением меньше  $0.2''$  на расстоянии  $(2\div 6)R_{\odot}$  от центра Солнца.

Картина лучевой структуры внешней короны по наблюдениям во время и вне солнечных затмений следующая:

1. Лучи вокруг полюсов, образующие полярные «щеточки»;
2. Лучи над развивающимися активными областями [1,2];
3. Шлемовидные (опахальные) лучи, в основаниях которых располагаются волокна.

Из проведенного статистического анализа ориентации прямолинейных лучей Несмянович [7] выяснил, что только 37% лучей направлено строго радиально, в 53% случаев лучи отклонены к экватору и в 10% - к полюсу. Угол между радиусом-вектором и лучом, отклоненным к экватору, никогда не превышает значения гелиографической широты основания луча, т.е. лучи могут наклоняться в меридиональной плоскости только до положения, параллельного экватору.

Исследование очень протяженных (до  $\sim 50R_{\odot}$ ) лучей короны показало, что на расстояниях до  $15R_{\odot}$  лучи прямые, а на больших расстояниях они имеют азимутальный и меридиональный изгиб [12]. Азимутальная кривизна соответствует рассчитанной для постоянной радиальной скорости истечения вещества в луче  $\sim 275\text{км/с}$ ; наклон лучей к экватору соответствует меридиональной скорости  $45\pm 15\text{км/с}$  при  $50R_{\odot}$ .

Эволюция больших лучей в течение нескольких оборотов Солнца была прослежена в работах [9, 10], где отмечено постепенное смещение оси одного луча к экватору (от  $\varphi = +25$  до  $\varphi = +8^{\circ}$ ), при последовательных прохождении луча через восточный лимб. Протяженность луча по долготе становилась меньше при каждом последовательном прохождении.

Особый интерес представляют шлемовидные лучи, образующие в период минимума 11-летнего цикла симметричный экваториальный пояс вокруг Солнца. В работе [8], проводился анализ шлемовидных структур с магнитогидродинамической точки зрения. До  $2R_{\odot}$  крупномасштабные арки магнитных силовых линий удерживают газ в статическом состоянии, выше конфигурация поля контролируется солнечным ветром, и картина определяется сложным взаимодействием сил давления, гравитации, инерции и магнитного поля. В результате возникает характерная шлемовидная структура, состоящая из статической области с замкнутым полем вблизи поверхности Солнца и динамической области с открытым полем в более высоких слоях. Области отделены друг от друга нейтральной линией (в картинной плоскости), разделяющей, кроме того, противоположные полярности открытого магнитного поля. В районе нейтральной линии существуют



токовые слои, обеспечивающие разрыв непрерывности магнитного поля и скачок скорости и газового давления. Исследования [3,4,6,11] подтвердили связь шлемовидных лучей с токовыми слоями, разделяющими области противоположных полярностей межпланетного магнитного поля. Таким образом, корональные лучи представляют собой своеобразные ленты, наблюдаемые с ребра.

Поскольку шлемовидные лучи оказываются связанными с секторными границами межпланетного магнитного поля, регулярные наблюдения внешней короны  $2-10R_{\odot}$  в белом свете, могут быть использованы для определения полярности магнитного поля в произвольной точке межпланетного пространства [6].

В наши дни 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  $2.5-5R_{\odot}$ , как продолжение работы [5].

### **Наблюдательный материал**

Для данной работы использовались:

1. Набор ежедневных изображений короны в белом свете, по наблюдениям коронографа LASCO C2 (Large Angle Spectrometric Coronagraph), орбитальной обсерватории SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), за период 1996-2005 гг. (кроме промежутка времени, когда связь со спутником прерывалась - июнь-ноябрь 1998 г.).
2. Синоптические  $H\alpha$  карты кислородской ГАС ГАО за CR(1908-2024).
3. Магнитограммы корональных полей (computed coronal field), где рассчитана нейтральная корональная линия глобального магнитного поля на  $h = 2.5R_{\odot}$  и  $h = 3.25R_{\odot}$  за CR(1908-2027).

### **Метод и результаты обработки данных**

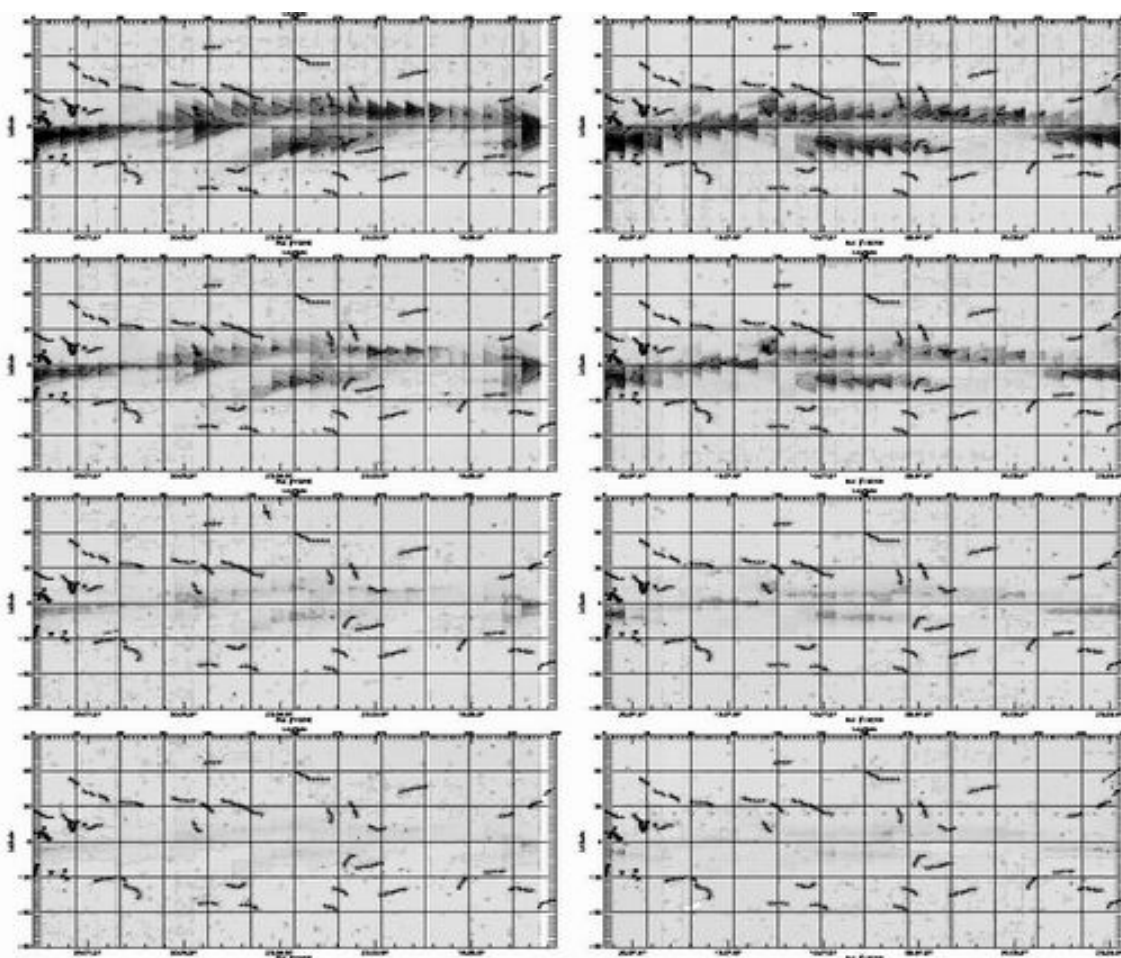
Используя данные белой короны, телескопа LASCO C2 космического аппарата SOHO, мы исследовали распределение корональных лучей на различных высотах, в разные периоды активности Солнца в 23 цикле.

Для этой цели, используя библиотеки пакета IDL (Interactive Data Language), была написана компьютерная программа, формирования синоптических карт корональных лучей, для различных высот от  $2.5$  до  $5R_{\odot}$ , отдельно для восходящих и заходящих лучей. Методика построения синоптической карты состояла в следующем:

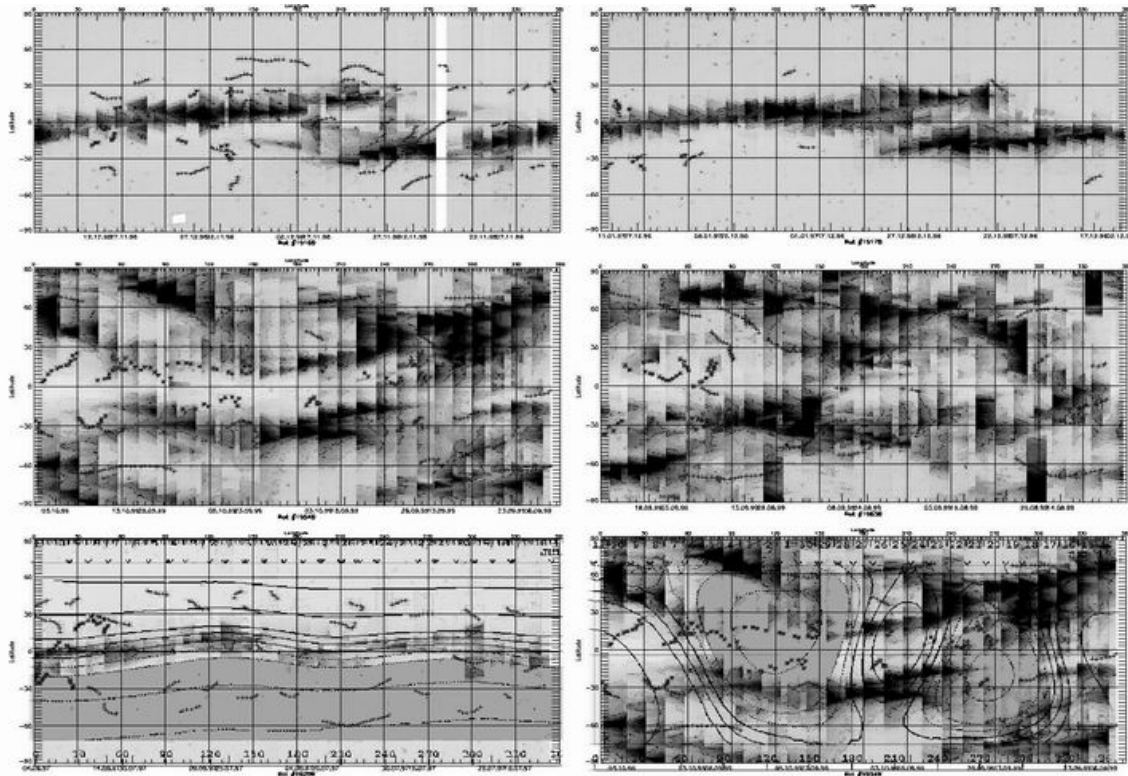
1. Каждое изображение белой короны LASCO C2 разворачивалось вдоль лимба от  $0^{\circ}$  до  $360^{\circ}$ . В результате получали прямоугольное изображение

короны Солнца, в котором по оси абсцисс откладывался позиционный угол, а по оси ординат расстояние от центра Солнца.

2. На расстояниях 2.5, 3.0, 4.0, 5.0 от центра Солнца вырезались части изображения корональных лучей, отдельно восточные и западные.
3. Строилась синоптическая сетка для каждого оборота, выше указанного периода, с учетом эфемерид Солнца. На координатной сетке вместо даты для центральных меридианов, ставилась дата прохождения соответствующего меридиана на западном или восточном лимбе
4. На построенную сетку наносились вырезанные части изображения LASCO в соответствии с датой и временем съемки. Всего, таким образом, получено 936 синоптических карт. Изображения некоторых синоптических карт представлены на рис.1 и рис.2.



**Рис.1.** Синоптические карты для разных высот (2.5 - 5) $R_0$  (CR1924–1997 г.) с нанесенными координатами волокон и пятен.



**Рис.2.** Синоптические карты для разных фаз активности Солнца (CR1916-1917, CR1953-1954) и их наложение на магнитограммы корональных полей (computed coronal field).

Для детального изучения эволюции лучей на сетку полученных синоптических карт, накладывались координаты оцифрованных волокон и пятен, по  $H\alpha$  картам Кисловодской ГАС. На каждой из составленных синоптических карт отчетливо видно, что 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  $H\alpha$  карте, или имеют смещение, которое вполне можно объяснить эффектом проекции луча на картинную плоскость, если луч имел отклонение от этой плоскости [5].

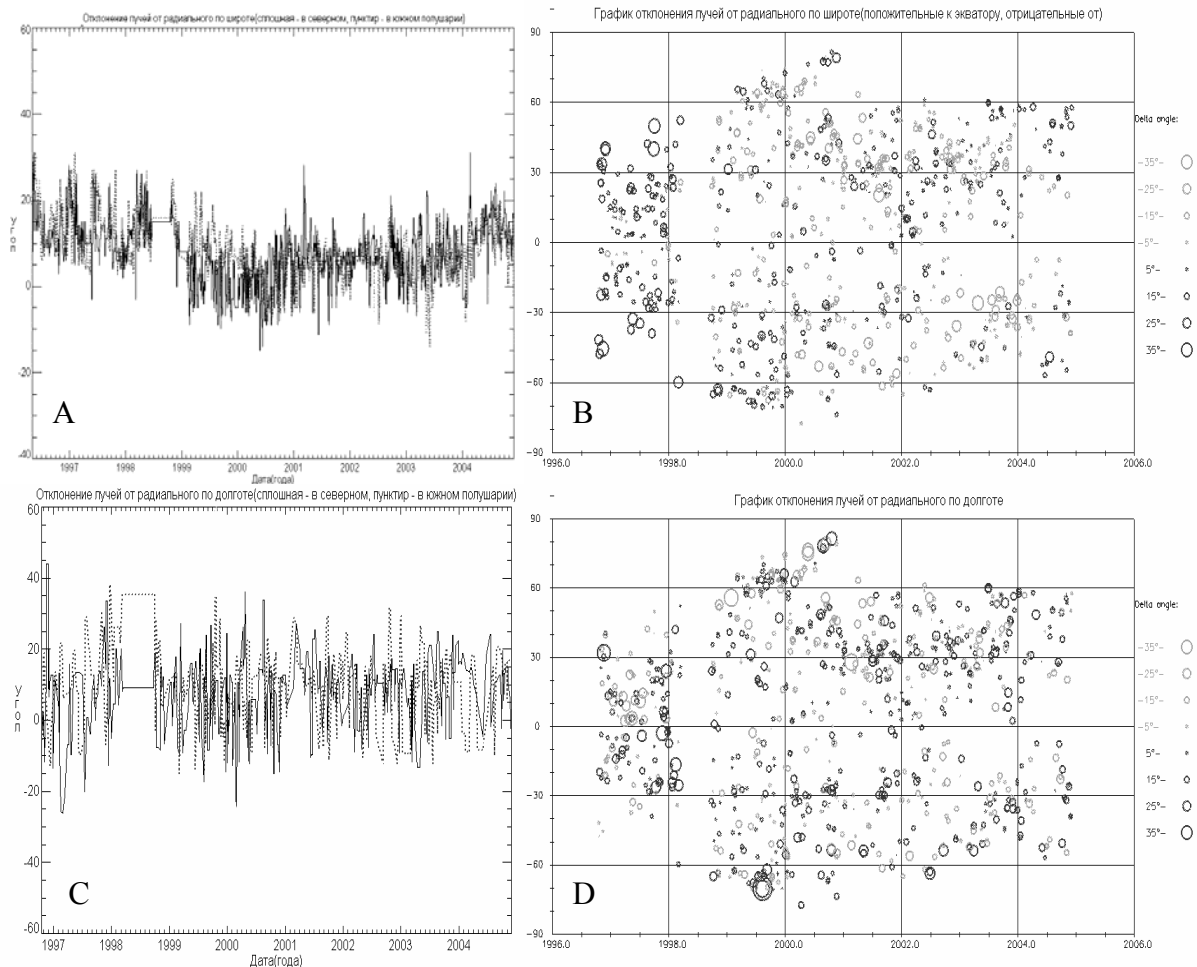
На картах отчетливо можно проследить моменты появления луча на лимбе, выход его в картинную плоскость, и его исчезновение. Просмотр карт показал, что промежуток времени выхода в картинную плоскость, некоторых лучей, не равен промежутку времени их захода. Это говорит о существовании некоторого долготного наклона лучей. Для некоторых полос стримеров отчетливо видно несоответствие координат наиболее яркой части (считая, что он в картинной плоскости) с координатами соответствующего ему волокна.

Шлемовидные лучи группируются вблизи нейтральной линии, имея систематическое отклонение в направлении более высоких или более низких широт (вверх или вниз по широте) от расчетной нейтральной линии. Измеренные углы наклонов долгоживущих лучей от пояса волокон пред-

ставлены на рис.3.

Было построено отдельно четыре графика:

1. Временное распределение углов наклона долгоживущих лучей (т.е. более одного полуоборота) (рис.3А). Отклонения лучей к экватору - положительные, к полюсам - отрицательные. Для лучей северного полушария - сплошная линия, для южного – пунктир.
2. Широтно-временное распределение углов наклона, долгоживущих лучей, к экватору или от него (рис. 3В).
3. Временное распределение углов наклона долгоживущих лучей по долготе от 2.5 до 5Ro, к востоку – положительные, к западу - отрицательные (рис.3С).
4. Широтно-временное распределение углов наклона, долгоживущих лучей, по долготе (рис.3D).



**Рис.3** Изменение наклона долгоживущих опал по широте и по долготе (на 2.5-5Ro) по данным LASCO C2 (SOHO).

Из построенных рядов видно: в минимуме активности (1996-1997 гг.) лучи имеют широтный угол наклона к экватору до 35° и сосредоточены на низких широтах; на ветви подъема наблюдается начало дрейфа лучей на

более высокие широты, который продолжается и на ветви спада. Преобладание в 2002 г. более высоких широт у наблюдаемых лучей, чем у вычисленной нейтральной корональной линии было отмечено в работе [5]. В максимуме и на ветви спада наклоны к экватору и к полюсам равномерны и в среднем равны  $15^\circ$ .

Для наклонов по долготе нет какого-либо преобладания наклонов к западу или к востоку и в среднем в течении цикла углы одинаково не большие ( $\approx 13^\circ$ ).

Полученное распределение лучей за каждый оборот было совмещено с магнитограммами, где рассчитана нейтральная корональная линия магнитного поля Солнца для  $h = 2.5R_0$  и  $h = 3.25R_0$  (рис.2)

В минимуме солнечной активности пояс шлемовидных лучей, и связанный с ним нейтральный токовый слой, расположены в плоскости солнечного экватора. В максимуме цикла, пояс шлемовидных лучей коробится, деформируется, и это создает наблюдаемую картину распределения лучей вокруг лимба. Соответственно деформируется и токовый слой в межпланетном пространстве.

Если основываться на гипотезу, что корональные лучи вытягиваются вдоль нейтрального гелиослоя, разделяющего области с противоположными полярностями радиального магнитного поля Солнца [14-16], то синоптические карты расположения лучей представляют собой картину реального наблюдаемого нейтрального гелиослоя. Его геометрическая конфигурация в пространстве отличается от вычисленной модели потенциального магнитного поля в короне с поверхностью источника на  $2.5R_0$  и  $3.25R_0$ , (о положении нейтральной линии радиального магнитного поля полученного из расчетов магнитного поля в короне в потенциальном приближении говорится в работах [17,18]). 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 гелиосферном пространстве такой пояс представляет собой «юбку» повышенной плотности и давления, изгибающуюся вокруг Солнца [19].

Эти 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.

## Литература

1. *Bohlin J.D.* «Solar Phys.», 12, № 2, 240-265, 1970
2. *Bohlin J.D.* «Solar Phys.», 13, № 1, 153-175, 1970
3. *Eddy J.A.* «Solar Phys.», 1973, 30, № 2, 385-94
4. *Gosling J.T., Borrini G., Asbridge J.R., Bame S.J., Feldman W.C., Hansen R.T.* «J. Geophys. Res.», A86, №7, 5438-5448, 1981
5. *Гусева С.А., Фатьянов М.П.* «Построение синоптических карт корональных лучей по снимкам орбитального телескопа LASCO» Сб. трудов конф. «Климатические и экологические аспекты солнечной активности» ГАО РАН, СПб, 2003, С. 121.
6. *Коржов Н.П.* «Астрон. ж.», 1978, 55, № 1, 96-106.
7. *Несмянович А.Т.* «Солн. данные», 1971, № 9, 74-79.
8. *Pneuman G.W., Kopp R.A.* «Solar Phys.», 1971, 18, № 2, 258—270
9. *Poland A.I.* «Solar Phys.», 1978, 57, № 1, 141-153 (1978, 12.51.350)
10. *Poland A.L., MacQueen R.M.* «Solar Phys.», 1981, 71, № 2, 361-379
11. *RuSin V., Rybansky M.* «Bull.Astron.Inst.Czech.», 1979, 30, №1, 59-64
12. *Wilson D.C., MacQueen R.M.* «J. Geophys. Res.», 1974, 79, №31, 4575-4580.
13. *Всехсвятский С.К.* «Солнечная корона и корпускулярное излучение в космическом пространстве», Киев, «Наукова думка», 1965.
14. *Svalgaard L., Wilcox J.M., Duvall T.L.* «A model combining the solar and sector structured polar magnetic field», Solar Phys. 1974. V. 37. P.157.
15. *Korzhov N.P.* «Large-scale three dimensional structure of the interplanetary magnetic field», Solar Phys. 1977. V. 55. P. 505.
16. *Gosling J.T., Borrini G., Asbridge J.R. et al.* «Coronal streamers in the solar wind at 1 a.u.», J. Geophys. Res. 1981. V. 82. P. 5438.
17. *Burlaga L.F., Hundhausen A.J., Zhao Xue-pu.* «The coronal and interplanetary current sheet in early 1976», Geophys. Res. 1981. V. 86. P. 8893.
18. *Wilcox J.M., Hundhausen A.J.* «Comparison of heliospheric current sheet structure obtained from potential magnetic field computations and from observed polarization coronal brightness», J. Geophys. Res. 1983. V. 88. P. 8095.
19. *Crooker N.U., Siscoe G.L., Shodhan S. et al.* «Multiple heliospheric current sheets and coronal streamer belt dynamics», J. Geophys. Res. 1993. V. 98. P. 9371.

## **ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОРОНАЛЬНЫХ ЛУЧЕЙ СОЛНЦА**

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

*<sup>1,2</sup> Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

*<sup>1</sup>svgual@yandex.ru, <sup>2</sup>a\_shramko@inbox.ru*

## **THREE-DIMENSIONAL SIMULATION CORONAL STREAMERS THE SUN**

**Guseva S.A.<sup>1</sup>, Shramko A. D.<sup>2</sup>**

*<sup>1,2</sup> Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory of the Russian Academy of Science, Kislovodsk, Russia*

### **Abstract**

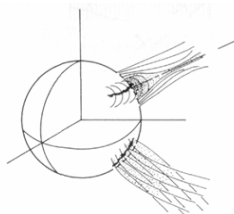
*The purpose of the given article is the study of three-dimensional orientation of streamers in a corona of the Sun. For this purpose the three-dimensional model of a spatial distribution of coronal streamers, with a requirement of their orthogonality to the lower atmosphere of the Sun built.*

*For build of this model the digitization of coordinates of a neutral line along filaments and spots with a pitch 3°, under sinoptic charts of the Sun of the Kislovodsk Solar Station, for CR (1908-2024) has been produced. The obtained outcomes of modelling were compared to daily images of a corona in a white light, on observations of coronagraph LASCO C2 of orbiting observatory SOHO. For this time span the modification of an angle of inclination of streamers has shown, that in a minimum of activity (1996-1997) streamers have a big angle of inclination to equator up to 35°, and in a maxima angles in basic it is less 10° and the amount of streamers with declination from equator is considerably augmented. The medial amount of visual streamers will increase from 5 (in a minimum) up to 25 streamers (in a maxima), and the medial length optically a dense part of a ray diminishes to a maxima. Our outcomes of an image processing of a corona on LASCO, are confirmation the obtained outcomes of the total eclipse of the Sun.*

### **Введение**

Картина корональной структуры отражает топологию магнитного поля. По своей структуре корона представляет собой сложную систему дуг и лучей, изменяющуюся в связи с колебаниями солнечной активности. Структурные образования в короне тесно связаны с магнитными полями фотосферы и хромосферы, силовые линии из фотосферы проникают далеко в корону. О тесной связи формы короны с активностью Солнца говорилось еще в работах XIX века, Ганского, Реньярда, и Негамвала, и более подробно начались изучаться в работах Всехсвятского и Бугославской [2], Несмяновича и Никольского [3]. Знание закономерностей связи формы короны с активностью в хромосфере Солнца позволяли давать прогноз формы короны до затмения [4,5]. Исследование структуры короны по снимкам затмений, наблюдателей киевской школы С.К. Всехсвятского [6-9] показа-

ло, что все крупные детали в короне состоят из «элементарных» лучей, струй и дуг, исходящих из крупных узлов супергрануляционной сетки [7]. Всехсвятским и др. предложена пространственная модель строения больших шлемовидных лучей (опахал) в виде готических павильонов-тоннелей, построенных из элементарных тонких лучей и дуг; системы дуг «нанизаны» на волокна и линии раздела полярностей продольного магнитного поля [6-9].



**Рис.1.**

Луч состоит из образованного замкнутыми силовыми линиями круглого основания и венчающего его тонкого лезвия из разомкнутых силовых линий; с ребра он похож на шлем, сбоку напоминает веер (рис.1). Waldmeier [10] обратил внимание на узкие «нитевидные» изолированные, почти прямые корональные лучи.

Всехсвятский и др.[9] полагают, что многие из «элементарных» деталей, составляющих структуру короны, имеют подобный нитевидный характер. Структура больших лучей исследовалась Koutchmy, Saito и другими [11-13], Rusin и Rybansky [14] провели детальный анализ тонкого слабо искривленного луча и связанных с ним фотосферно-хромосферных образований и пришли к выводу, что этот луч представляет собой нейтральный токовый слой, разделяющий противоположные полярности коронального магнитного поля.

Разными авторами рассматривался вопрос об отклонении корональных лучей от картинной плоскости. Никольский и др.[15] получили представление о трехмерной структуре лучей. Обнаружено, что направления всех лучей существенно отличаются от радиального: лучи отклоняются от картинной плоскости, причем угол отклонения возрастает с удалением от Солнца, т. е. лучи искривлены в пространстве.

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

### **Наблюдательный материал**

Для данной работы использовались:

1. Набор ежедневных изображений короны в белом свете, по наблюдениям коронографа LASCO C2 (Large Angle Spectrometric Coronagraph), орбитальной обсерватории SOHO (Solar and Heliospheric Observatory), за период 1996-2004 гг. (кроме дней, когда связи со спутником не было).
2. Синоптические  $H\alpha$  карты кислородской ГАС ГАО, за этот же период времени (кэррингтоновские обороты с 1908 по 2024).

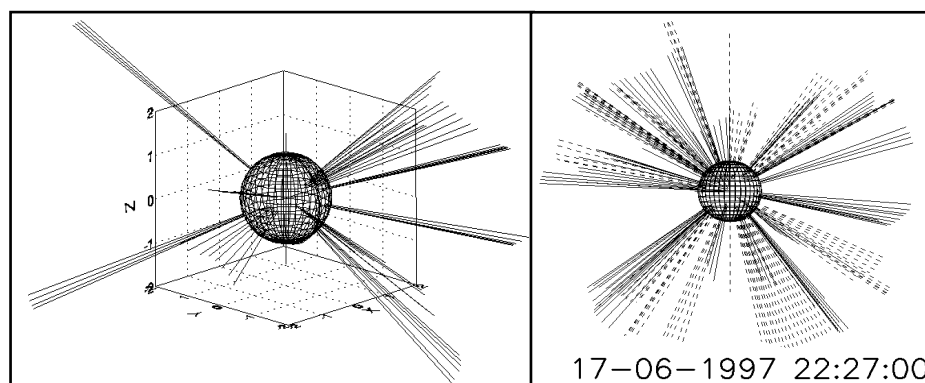
### **Метод и результаты обработки**

Была произведена оцифровка координат волокон, и нейтральных линий в группах пятен по синоптическим  $H\alpha$  картам ГАС, с шагом 3. С по-



мощью компьютерной программы было сделано трехмерное моделирование видимого вращения Солнца относительно Земли. В результате моделирования видимого вращения Солнца относительно Земли. В результате получили сферу воображаемой поверхности Солнца, с нанесенной сеткой привязанной к эфемеридам Солнца, т.е. с временной точностью до одной минуты вычислялись широта в центре диска (D-угол) и кэррингтоновская долгота центрального меридиана (L-угол). На полученную кэррингтоновскую сетку наносились оцифрованные данные На карт, так чтобы для данного момента времени на сфере воображаемого Солнца, отображались волокна и пятна, которые попадают в область  $\pm 180^\circ$ , отсчитанные от центрального меридиана, используя одновременно данные двух оборотов.

Исходя из того, что активные образования фотосферы и хромосферы определяют расположение корональных структур, и, основываясь на пространственную модель шлемовидных лучей, предложенной Всехсвятским и др. [6-9], для каждой оцифрованной точки волокон и пятен строился трехмерный отрезок направленный радиально от воображаемого Солнца (в нашем случае дуги не изображались), протяженностью  $6R_0$ . В результате получили систему «лучей» указывающих расположение нейтральной линии в пространстве над воображаемым Солнцем, допуская, что луч распространяется радиально. Для четкого понимания, из каких активных областей проецируется луч на картинную плоскость, мы окрашивали лучи образующиеся над волокнами в один цвет, а над пятнами в другой. Для визуального отличия лучей исходящих с лицевой или обратной стороны их рисовали линиями разного стиля: сплошная линия - для лучей лицевой стороны; пунктирная линия – для лучей обратной стороны (рис.2). В итоге получили упрощенную трехмерную модель корональных лучей Солнца, с



**Рис.2.** Компьютерная модель.

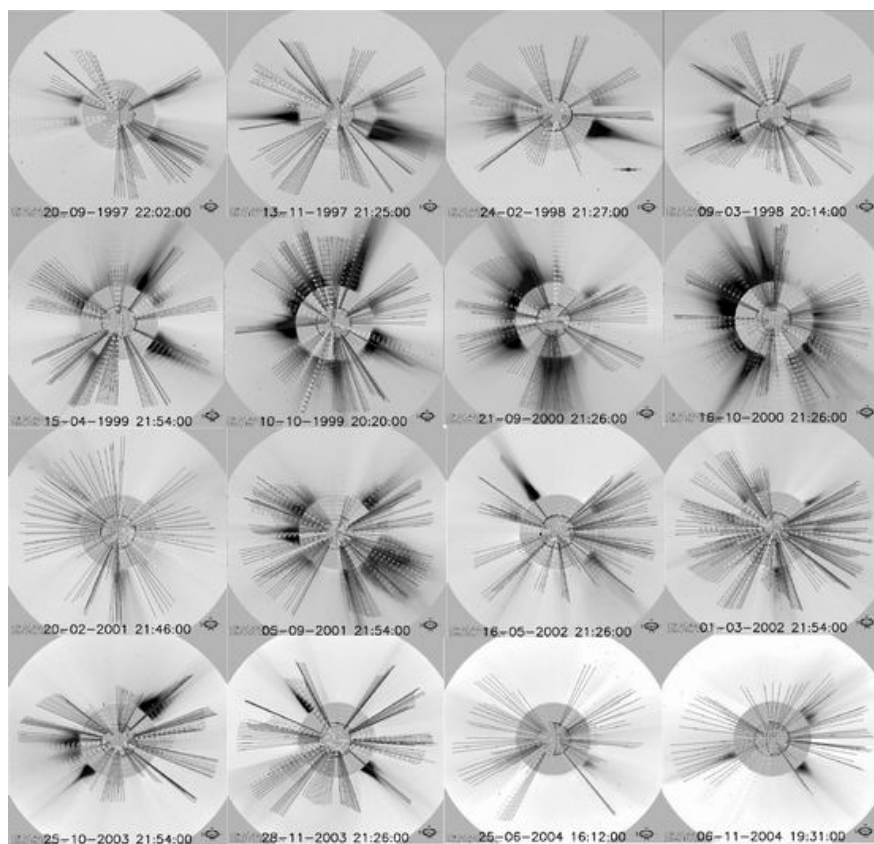
помощью которой можно построить проекцию корональных лучей на картинную плоскость, для конкретной даты и времени в период 1996-2004 гг.

За указанный период времени брались снимки белой короны, по данным LASCO, за каждый день. В соответствии с датой и временем съемки изображения на LASCO, строилась проекция корональных лучей на картинную плоскость, рассчитанная по нашей модели. Далее с учетом масштаба два этих изображения совмещались (рис.3). Общее количество, по-

лученных таким образом изображений, составило 2670. На этих изображениях хорошо видны эффекты проекций лучей распространяющихся под разными углами к картинной плоскости, а также они наглядно показывают случаи выхода волокон на лимб под разными углами.

В предельных случаях:

1. Когда волокно вытянуто вдоль лимба, мы наблюдаем веер построенных лучей, схожие с реальными тонкими лучами на LASCO (минимальная оптическая толщина);
2. Когда волокно ортогонально к лимбу, построенные нами лучи, сходятся в одну линию, на LASCO этот случай соответствует хорошо выраженному шлемовидному лучу (максимальная оптическая толщина).

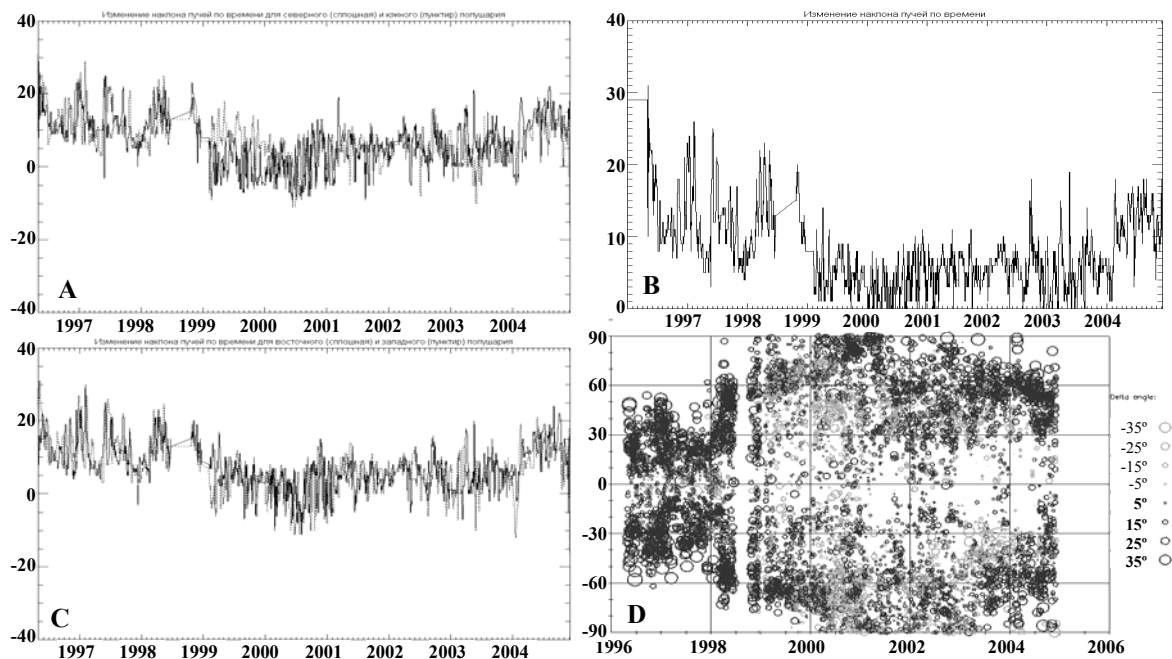


**Рис.3.** Совмещение рассчитанной модели для лучей короны и изображений LASCO C2.

Изображения, также, хорошо показывают изменения видимой длины луча в картинной плоскости, в зависимости от расположения источника по отношению к центру диска Солнца, как на лицевой, так и на обратной стороне. Чем ближе источник образования лучей к центру видимого Солнца, тем меньше проекция луча на картинной плоскости. Совмещение реального изображения и рассчитанного по синоптическим картам, дает возможность определить расхождение наблюдаемого луча от радиального. Для построения эволюционного ряда наклона лучей, были обработаны все полученные изображения. Чтобы уменьшить влияние углов связанных с эффектами

проекции на картинную плоскость, обрабатывались только те лучи, которые хорошо отождествлялись с лимбовыми волокнами и пятнами. Изменение наклона лучей в период с мая 1996 по 2004 год включительно, представлено на рис.4.

Построены отдельно четыре графика:



**Рис.4.** Изменение наклона лучей в короне по изображениям LASCO C2.

График изменения угла наклона к экватору (положительный) или к полюсам (отрицательный), отдельно для лучей северного и южного полушария, а также для восточного и западного лимба (рис.4А и 4С).

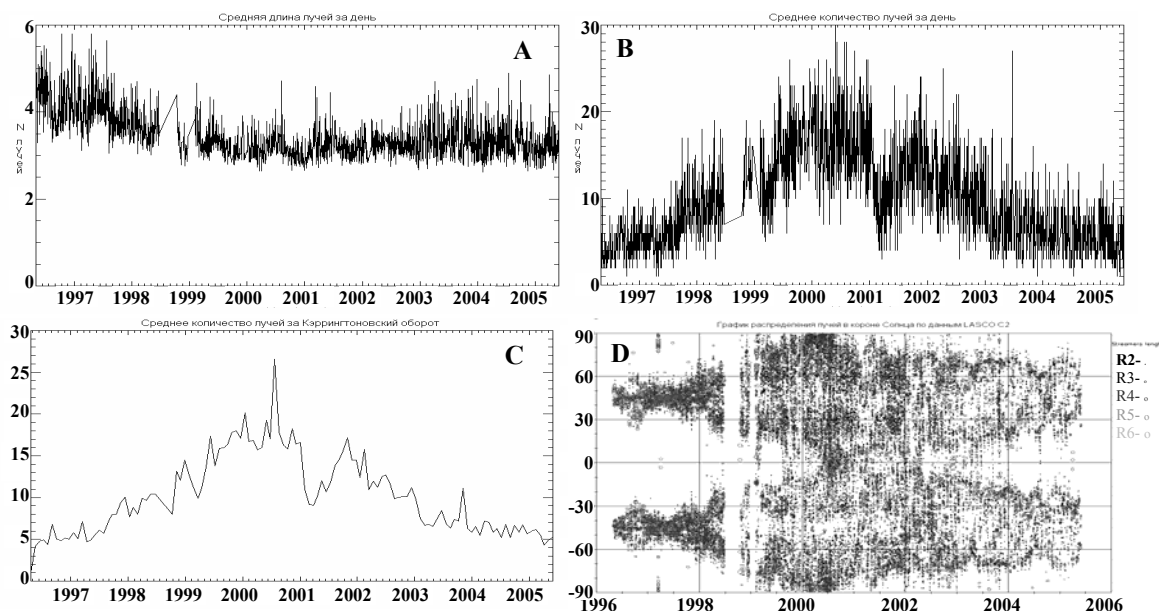
1. Распределение углов отклонения корональных лучей Солнца, на изображениях LASCO, от лучей, которые радиально построены с помощью компьютерной модели (рис.4В);
2. Широтно-временное распределение углов наклона корональных лучей Солнца к экватору или от него (рис. 4D).

Из построенных рядов видно: в минимуме активности (1996-1997 гг.) лучи имеют большой угол наклона к экватору до  $35^\circ$  и сосредоточены на низких широтах; на ветви подъема наблюдается дрейф лучей на более высокие широты, а угол наклона уменьшается до  $15^\circ$ , но преобладает наклон к экватору; в максимуме углы в основном меньше  $7^\circ$  и значительно увеличивается количество лучей с наклоном от экватора; на ветви спада, до конца 2002 года, углы наклона не превышали  $10^\circ$ , и количество лучей с наклоном к экватору и от него было приблизительно равномерным. В дальнейшем наблюдалось увеличение наклона до  $20^\circ$  и начало дрейфа лучей на низкие широты.

Был проведен статистический анализ изменения длины яркой части луча, а также количества видимых лучей на изображениях LASCO, за каждый день, рассматриваемого периода. Для этого, с помощью компьютерной программы, выбирался порог яркости, по которому отождествлялся

край луча. Этот порог находился, как среднее значение яркости изображения LASCO на предельно видимом расстоянии от затмевающего диска. В результате мы получили следующие зависимости (рис.5):

1. Изменение средней длины яркой части луча за день (рис.5А) и её широтно-временное распределение (рис.5D).
2. Эволюция среднего количества лучей за день (рис.5В) и за кэрригтоновский оборот (рис.5С).



**Рис.5.** Изменение длины количество лучей в короне по данным LASCO C2.

Количественное распределение видимых лучей за период май 1996-май 2005 г., показывает: возрастание от 5 (1996-1997 гг.) до 25 лучей (2000 г.), распределение имеет два максимума (второй максимум в конце 2001 г.). Средняя длина оптически плотной части луча убывает к максимуму.

Наши результаты обработки изображений короны по LASCO, согласуются с результатами, полученными по наблюдениям, полных солнечных затмений.

### Литература

1. *Гусева С.А., Фатьянов М.П.* «Сб.тр. конф. ГАО РАН», СПб, 2002, С.171.
2. *Бугославская Е.Я.* Труды ГАИШ 19, 1950.
3. *Никольский Г.М.* АЖ, 33, 84, 1956.
4. *Никольский Г.М.* Астрон. циркуляр, 160, 11, 1954.
5. *Гневыхев М.Н., Никольский Г.М., Макаров В.И.* Солн. данные, 1972, 4, С.105.
6. *Всехсвятский С.К., Дзюбенко Н.И. и др.* Солн. данные, 1970, 9, 88-97.
7. *Всехсвятский С.К., Дзюбенко Н.И., Иванчук В.И., Несмянович А.Т., Рубо Г.А.* «Пробл. косм. физ. Межв. науч. сб.», 1975, вып.10, 119-144
8. *Всехсвятский С., Дзюбенко Н., Несмянович А. и др.* АЖ, 1975, 52, 4, 785-791.
9. *Всехсвятский С., Дзюбенко Н., Иванчук В. и др.* АЖ, 1981, 58, №4, 810-824.
10. *Waldmeier M.* Solar Phys., 1972, 27, № 1, 143-148.
11. *Koutchmy S.* Astron. and Astrophys., 1971, 13, № 1, 79-98.
12. *Saito K.* Ann. Tokyo Astron. Observ., 1972, 13, № 2, 93-148.
13. *Saito K., Tandberg-Hanssen E.* Solar Phys., 1973, 31, № 1, 105-121.
14. *Rusin V., Rybansky M.* Bull. Astron. Inst. Czech., 1979, 30, № 1, 59-64.
15. *Nikolsky G.M., Sazanov A.A., Kishonkov A.K.* Solar Phys., 1977, 53, 1, 79-96.

## **ТУРБУЛЕНТНЫЕ И НАПРАВЛЕННЫЕ ДВИЖЕНИЯ ВЕЩЕСТВА В РАЗЛИЧНЫХ СТРУКТУРАХ В НИЖНЕЙ КОРОНЕ**

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

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

## **TURBULENT AND DIRECTED MATTER MOTIONS IN DIFFERENT STRUCTURES IN THE LOW CORONA**

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

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

### **Abstract**

*Values of turbulent velocities for cavities around quiet prominences, quiet corona, coronal holes and coronal loops are determined. Definite differences between the velocities in different coronal formations are discussed. Velocities of the directed motions for different structures in the corona are examined.*

### **Введение**

Наличие больших скоростей в нижней короне (до высот  $h \sim 1.2-1.5 R_{\odot}$ ) были давно известны по наземным наблюдениям. Данные, полученные за последние десятилетия из космоса, особенно в далекой УФ-области спектра со станции SOHO, отчетливо продемонстрировали, что нижние слои короны Солнца гораздо более динамичны, чем это представлялось ранее. В настоящем обзоре собраны сведения о турбулентных и направленных скоростях в различных структурных образованиях и спокойной (диффузной) короне. Используются литературные данные и данные интерферометрических наблюдений солнечных затмений, полученные авторами на установке с эталонами Фабри-Перо.

### **Турбулентные скорости**

Турбулентные скорости корональной плазмы получают по наблюдаемым полуширинам профилей спектральных линий по известной методике [1]. С целью определения турбулентных скоростей были заново проанализированы профили линии  $5303 \text{ \AA}$  (Fe XII), полученные во время полных солнечных затмений 1968, 1981, 1990 и 1999 гг. [2-6]. Удалось найти турбулентные скорости в морфологически разных областях короны – спокойной короне (СК), корональной дыре (КД) и корональной полости, окружающей спокойный протуберанец (КПП). На снимках, полученных 11 августа 1999 г., были обнаружены также области холодной корональной

эмиссии (CCE – cool coronal emission), средняя величина турбулентной скорости в которых оказалась равной 32,5 км/с [4, 5].

Полученные данные, а также результаты, приводимые для различных структурных образований другими авторами, сведены в таблицу, где приводится дата, сведения о приборе и длинах волн, величине турбулентной скорости ( $\xi$ ) в разных образованиях короны и ссылки.

**Таблица 1.**

Дата	Прибор	Отождеств. $\lambda$ , Å	Турбулентные скорости, $\xi$ , км/с в исследуемых областях			Ссылки
			КПП	СК	КД	
1968	Установка с эталонном Фабри-Перо	FeXIV 5303	<b>24</b>	<b>32</b>	<b>50</b>	[2]
1981		FeXIV 5303	<b>13</b>	<b>17</b>		[3]
1999		FeXIV 5303	<b>14</b>	<b>20</b>	<b>28</b>	[4, 5]
1973- 1998	Наземные и космические наблюдения	Линии ионов видимой и УФ обл.		<b>18</b>		[1]
1974	Коронограф обсерватории Sacramento Peak	FeXIV 5303	<b>13.2</b>			[7]
1992		FeX6374 FeXV 7059 FeX 6374			<b>40-60</b>	[8]
1996	SUMER SOHO	SiVIII 1446			<b>27, 46</b>	[9]
1996- 1997		MgIX 706, 750 SiVIII 1440, 1445			<b>45</b>	[10]
1998		FeX 6374		<b>15</b>	<b>24</b>	[11]
	Коронограф обсерватор. Norikura EIT SOHO	FeIX, FeX171, FeXII 195				

Между данными таблицы есть заметный разброс. Он может быть вызван как реальными различиями исследованных областей, так и методическими неточностями в основном в учете фона непрерывного спектра. Анализ данных таблицы 1 позволяет сделать вывод, что турбулентные скорости в трех рассмотренных областях короны следуют соотношению:  $\xi_{\text{КПП}} < \xi_{\text{СК}}$  и  $\xi_{\text{СК}} < \xi_{\text{КД}}$ .

Если в КД принять меньшую температуру, как это получено в ряде работ, то второе неравенство будет еще сильнее. На затмении 1999 г. по интерферограмме зеленой корональной линии [4, 5] мы получили в единой системе величины  $\xi$  для всех трех обсуждаемых областей короны.

Как известно в нижней короне характерной структурой являются также петельные образования, наблюдаемые в широком диапазоне длин волн и простирающиеся до высот в несколько десятков (до сотен) тысяч км над поверхностью Солнца. Петли различаются по температуре (от  $10^4$  до  $10^6$  К), плотности и динамике. В стационарных петлях  $10 < \xi < 20$  км/с, причем такие величины характерны и для “холодных” и для “горячих” петель [12-15]. В динамичных петлях, как это показано в [12], турбулентные скорости заметно выше ( $38 < \xi < 60$  км/с). Возможная интерпретация наблюдаемых

результатов и связи величины  $\xi$  с характеристиками магнитного поля (МП) обсуждалась нами ранее в [5, 16].

### **Направленные движения. Методы определения скоростей**

Направленные движения в нижней короне определяют по движениям в картинной плоскости или по лучу зрения. На их основе получают полную скорость в пространстве.

До эпохи космических исследований основные данные о скоростях в короне были получены Бугославской и Всехсвятским по наблюдениям структур в белом свете во время солнечных затмений [17]. Сравнение негативов для разных моментов позволило выявить относительные смещения ряда структур, но скорости были малы. Так скорости расширения оболочек, охватывающих выбросы из пятен, оказались около 10 км/с, а оболочек, охватывающих протуберанцы, – несколько км/с.

На затмении 1965 г. Макарова впервые определила большие доплеровские скорости до 125 км/с по линии 6374 Å для области короны над АО в фотосфере [6]. Была использована установка с эталоном Фабри-Перо. По интерферограмме в зеленой линии 5303 Å, полученной на затмении 1968 г. [2], были построены профили линий, которые часто можно было разделить на составляющие: по их сдвигу определялись скорости до 130 км/с. В 1980 и 1983 гг. Raju и Singh [18] тоже получили заметные скорости. Эти результаты были подтверждены нами на затмениях 1981, 1990 и 1999 гг. [4, 5].

Для изолированных корональных петель, видимых в проекции на диск Солнца, зная из наблюдений доплеровскую скорость и используя соответствующий математический метод для реконструкции геометрии петли по ее проекции [19, 20], можно вычислить истинные скорости вещества вдоль петли. Так в [20-23] по наблюдениям H $\alpha$  было найдено, что вещество перетекает из одного основания петли в другое с переменной скоростью. Величины скоростей лежат в пределах от нескольких км/с до 100-150 км/с, причем скорости минимальны в вершине петли. Величины доплеровских скоростей, измеренные с ракет и на спектрометре CDS SOHO в далекой УФ-области спектра, также лежат в пределах от 10 до 100 км/с, характерными являются величины  $\pm (50 - 60)$  км/с [24, 25].

Современные возможности космических аппаратов позволяют получать изображения и профили линий в изучаемых структурах. Наблюдения на SUMER в УФ и рентгеновских линиях и изображения, полученные на TRACE в  $\lambda\lambda$  171 и 195 Å с высоким пространственным и временным разрешением, дали большой материал по скоростям в короне над полем смешанной полярности. Так Doyle [26] наблюдал двунаправленный джет с доплеровской скоростью около  $\pm 200$  км/с. По сдвигу профиля линии Ryutova et al. [27] получили 250 км/с для аналогичного явления. Пространственная шкала такого явления – 2000 км, среднее время жизни - 200 сек. В течение одной секунды над поверхностью Солнца существует от 600 до 3300 таких

джетов, возникающих над областями фотосферы со смешанной полярностью. Tarbell [28] наблюдал по линии C IV очень интенсивный джет с лучевыми скоростями 50-180 км/с и двунаправленный джет со средней лучевой скоростью  $\pm 80$  км/с.

Многочисленные работы посвящены исследованию скоростей в КД по доплеровским сдвигам линий. Потоки от Солнца и к нему наблюдали [29-36]. Определены скорости от нескольких км/с до более сотни км/с. Madiarska et al. [37] по наблюдениям на SUMER в NeIV и NeVII исследовали двунаправленные джеты на границе КД «Хобот Слона», появляющиеся в 4–5 раз чаще, чем на спокойном Солнце. Они занимают 4" – 5" вдоль щели, живут 300–1000 секунд, а смещение по  $\lambda$  соответствует скоростям до 150 км/с. Авторы считают, что эти джеты результат пересоединений топологически разных - замкнутых и открытых - полей на границе КД, ведущих к изменению магнитного поля в КД.

Sheeley и Wang [38] на LASCO наблюдали в картинной плоскости опускающиеся корональные потоки. Ниже  $5.5 R_{\odot}$  опускающиеся потоки - почти вездесущее явление. Они медленны (максимальная скорость 50 – 100 км/с), возникают много чаще в годы вокруг солнечного максимума. Наиболее частый тип - опускающиеся столбики. Ряд наблюдателей отмечает, что большинство потоков вниз возникает на секторной границе, где сталкиваются магнитные линии противоположной направленности.

Наблюдения на TRACE выявили темные детали,двигающиеся к Солнцу. Потоки вниз за 1996-2000 гг. изучали Sheeley и Wang [39]. Их особенно много, когда корональное поле имеет 4-х секторную структуру. Темп опускания связан с различными индикаторами солнечной активности - числом пятен, частотой появления CME. Большинство опускающихся потоков связано с разрушающимися структурами поля.

Мы видим, что двунаправленные джеты, наблюдаемые над областями со смещенным магнитным полем, выявляются на всем диске. Столь же часто наблюдаются и опускающиеся потоки [28]. Полученные скорости 50 -100 км/с хорошо согласуются с величинами, определенными по интерферограммам - они выявляются нами практически всюду в короне.

Ограничивающее турбулентность неизменное магнитное поле, окружающее спокойный протуберанец, очевидно, ограничивает и скорость подъема вещества, как это следует из наблюдений Бугославской и Всехсвятского [17]. А изменяющееся поле в КД, приводящее к росту турбулентности, вызывает движение вещества в КД, наблюдаемое по смещению линий.

Рассмотренные исследования приводят к выводу, что не только турбулентные скорости возрастают в областях с изменяющимся магнитным полем, но и направленные движения в большинстве своем происходят в таких областях.



Итак, величины турбулентных скоростей лежат в пределах от нескольких км/с до нескольких десятков км/с, причем выявляются определенные закономерности: турбулентные скорости наибольшие в КД и наименьшие в полости вокруг спокойного протуберанца, кажется, что турбулентная скорость в спокойных петлях не зависит от температуры петли и согласуется с величинами  $\xi$  в диффузной короне. Турбулентные скорости, как обсуждалось раньше [1], имеют, по-видимому, МГД-природу и определяются не только температурой, плотностью и скоростями направленных движений, но и изменчивостью МП. Направленные скорости в разных образованиях могут изменяться от нескольких км/с до (100-200) км/с (и возможно бóльших величин, т.к. во многих случаях удается измерить только доплеровскую составляющую полной скорости). Возможно в среднем направленные скорости имеют бóльшие значения, чем турбулентные и в какой-то степени эти скорости могут быть связаны друг с другом, т. к. в динамичных образованиях и  $\xi$  и  $V$  выше, чем в спокойных. Это вытекает из наблюдений динамичных петель и джетовых структур, видимых в линиях переходной области.

#### Литература

1. *Делоне А.Б., Якунина Г.В., Порфирьева Г.А.* // Изв. РАН. Сер. физич. 2003. Т.67. N 3. С.381.
2. *Delone A.B., Makarova E.A.* // Solar Phys. 1975. V.45. P.157.
3. *Делоне А., Макарова Е., Якунина Г.* // Солнечные магнитные поля и корона. Новосибирск. Наука. 1989. Т.1. С.252.
4. *Delone A., Gorshkov A., Smirnova O., Yakunina G.* // The 10th European Solar Phys. Meeting, Prague. 2002. V.2. P.589.
5. *Делоне А.Б., Порфирьева Г.А., Смирнова О.Б., Якунина Г.В.* // Труды VII Пулковской международной конференции по физике Солнца. 2003. С.135.
6. *Delone A., Makarova E.* // Sol. Phys. 1969. V.9. P.116.
7. *Tzubaki T.* // Solar Phys. 1975. V.43. P.147.
8. *Hassler D.M., Moran T.G.* // Space Sci.Rev. 1994. V.70. P.373.
9. *Banerjee D., Teriaca L., Wilhelm K.* // Astron Astrophys. 1998. V.339. P.208.
10. *Wilhelm K., Marsh E., Dwivedy B.N., Hassler D.M., Lemaire P.* // Ap. J. 1998. V.500. P.1023.
11. *Raju K.P., Sakurai T., Ishimoto K., Singh J.* // Ap. J. 2000. V.543. P.1044.
12. *Chae J. et al.* // Ap. J. 2000. V.533. P.535.
13. *Hara H., Ichimoto K.* // Ap. J. 1999. V.513. P.969.
14. *Ichimoto K. et al.* // Ap. J. 1995. V.445. P.978.
15. *Harra-Murnion L.K., et al.* // Astron. Astrophys. 1999. V.345. P.1011-1735.
16. *Yakunina G.V. et al.* Magnetic Stars. Procced. Of the International Conf., 2004. P.230.

17. **Шкловский И.С.** // Солнечная корона. М., 1951. С.23.
18. **Raju K. et al.** // M. N. 1993. V.263. P.719.
19. **Loughhead R.E., Chen Chuan-le, Wang J.-L.** // Solar Phys. 1984. V.92. P.53.
20. **Loughhead R.E.** // Ap. J. 1984. V.283. P.392.
21. **Delone A., Makarova E. et al.** // Hvar Obs. Bull. 1989. V.13. P.157.
22. **Wiik J.E., Schmieder B., Heinzel p., and Rouder T.** // Solar Phys. 1996. V.166. P.89.
23. **Malherbe J.-M. et al.** // Ap. J. 1997. V.482. P.535.
24. **Brekke P.** ASP Conference Series. 1998. V.155. P.150.
25. **Brekke P., Kjeldseth-Moe O., and Harrisson A.** // Solar Phys. 1997. V.175. P.511.
26. **Doyle J.G. et al.** // Sol. Phys. 2004. V.221. P.57.
27. **Ryutova M. et al.** // Ap.J. 2000. V.541. P.129.
28. **Tarbel T.D., Ryutova M.** // Sol. Phys. 2000. V.193. P.195.
29. **Banerjee D.** // A & A. 1998. V.339. P.208.
30. **Warren H.B. et al.** // Ap. J. 1997. V.484. P191.
31. **Pasourakos S., Vial J. -C.** // A &A. 2000. V.359. L1.
32. **Giordano S. et al.** // Ap.J. 2000. V. 531. L79.
33. **Peter H., Judge P.G.** // Ap.J. 1999. V. 522. P. 1148.
34. **Peter H.** // Ap.J. 1999. V. 516. P.490.
35. **Hansteen V. et al.** // A&A. 2000. V.360. P.742.
36. **Jeffrey W. et al.** // Ap.J. 1999. V.526. P.494.
37. **Madiarska M.S. et al.** // Ap.J. Lett. 2004. V.603. L57.
38. **Sheeley N.R., Wang Jr., Wang Y.M.** // Ap.J. 2000. V.579. P.874.
39. **Sheeley N.R. et al.** // Ap.J. 2001. V.546. L131.

## **КВАЗИДВУХЛЕТНИЕ ВАРИАЦИИ СУММАРНЫХ ПЛОЩАДЕЙ ПЯТЕН В СЕКТОРАХ АКТИВНЫХ ДОЛГОТ**

**Иванов Е.В.**

*ИЗМИРАН, 142190 Троицк, Московская область*

## **QUASI-BIENNIAL OSCILLATIONS OF SUMMED SUNSPOT AREAS IN ACTIVE LONGITUDE ZONES**

**Ivanov E.V.**

*IZMIRAN, 142190, Troitsk, Moscow Region, Russia*

### **Abstract**

*The behaviour of the active longitudes (their location, shift, and intensity variations) has been analysed for the period from 1879 to 2004. The quasi-biennial variation of the total sunspot areas in the sectors of heliolongitudes corresponding to four active longitudes separately in North and South hemispheres have been studied using the spectral and correlation analyses over the entire time interval under consideration. The relationship between the antipodal and transequatorial active longitudes have been analyzed.*

### **Введение**

Распределение солнечной активности по солнечной поверхности неоднородно. Существуют зоны гелиодолгот с повышенной солнечной активностью. Эти зоны были названы активными долготами (АД). Впервые АД были обнаружены по наблюдениям больших долгоживущих солнечных пятен, появлявшихся из оборота в оборот на одних и тех же гелиодолготах в системе координат, связанной с т.н. кэррингтоновским периодом вращения  $T = 27.2753$  дней. Структура и динамика активных долгот тесно связана со структурой и динамикой крупномасштабных магнитных полей на Солнце (в частности, с 2-х-секторной и 4-х-секторной структурой солнечных магнитных полей), а, следовательно, и определяемой ими структурой и динамикой гелиосферы. Показано [1], что концентрация различных проявлений солнечной активности (в частности вспышек и особенно протонных вспышек) к границам секторной структуры межпланетного магнитного поля, совпадающих с зонами активных долгот, зависит от их интенсивности и тем сильнее, чем более мощные явления мы рассматриваем. Именно поэтому именно в области активных долгот происходят наиболее заметные геоэффективные явления. Характер поведения активных долгот (изменение их локализации и интенсивности) тесно связан с циклической активностью Солнца, в частности с 11-летним циклом и квазидвухлетними вариациями активности (КДВ). Поэтому изучение активных долгот, воз-

можно, может дать ключ к пониманию механизма генерации солнечных магнитных полей и циклической активности Солнца.

### **1. Новый индекс солнечной активности**

Для анализа активных долгот в качестве источника данных был использован Гринвичский ряд данных о ежедневных значениях солнечных пятен за 1879-2004 г.г. (12-23 циклы) и введен новый индекс солнечной активности  $S_{CR}$ , который рассчитывался для каждой группы солнечных пятен суммированием ежедневных значений их площади за кэррингтоновский оборот. Этот индекс имеет то преимущество по сравнению с другими индексами солнечных пятен, что учитывает как размеры (площадь), так и время жизни пятен и в первом приближении пропорционален интегральному магнитному потоку группы пятен за кэррингтоновский оборот. Вклад более мощных и долгоживущих солнечных пятен в индекс  $S_{CR}$  существенно больше вклада небольших и короткоживущих пятен. Поэтому  $S_{CR}$  значительно лучше выделяет активные долготы, чем другие индексы солнечных пятен.

### **2. Активные долготы в 12-23-м циклах**

Для исследования поведения активных долгот в 12-23-м циклах мы строили для каждого из исследованных 11-летних циклов отдельно для северной и южной полусферы как диаграммы "гелиодолгота-время", которые в данной работе мы не рассматриваем, так и гистограммы распределения по гелиодолготе суммированных за оборот площадей солнечных пятен. Гистограммы строились с шагом в  $10^\circ$ . Огибающие кривые гистограмм распределения площадей пятен получены посредством их сглаживания бегущим  $20^\circ$ -ным интервалом с помощью быстрого преобразования Фурье.

На Рис. 1 приведены примеры таких гистограмм для пятен северной полусферы в 6 последних циклах (18-23 циклы) с отложенными на гистограммах средними за цикл значениями  $S_{CR}$  и соответствующими значениями среднеквадратичной ошибки ( $\sigma$ -Sigma). Достоверность выделения активных долгот на этих гистограммах подтверждается тем, что максимальные значения  $S_{CR}$  во многих случаях достигают  $2\sigma$ , а в некоторых случаях даже превышают  $3\sigma$ . На Рис. 2 для тех же циклов приведены отклонения максимальных значений  $S_{CR}$  от средних за цикл в долях  $\sigma$ .

На Рис. 3а приведена диаграмма изменения гистограмм распределения по гелиодолготе суммированных за цикл площадей пятен (распределения отклонений максимальных значений  $S_{CR}$  от средних за цикл в единицах  $\sigma$ ) за весь исследованный период (циклы 12-23) отдельно для северной и южной полусфер. Несмотря на неустойчивость локализации зон активных долгот на таком большом интервале времени, хорошо заметна 4-зональная структура в распределении  $S_{CR}$  по гелиодолготе, соответствующую

шая 4-м интервалам гелиодолгот:  $60^{\circ}$ - $140^{\circ}$ ,  $140^{\circ}$ - $240^{\circ}$ ,  $240^{\circ}$ - $340^{\circ}$  и интервале от  $340^{\circ}$  одного оборота до  $60^{\circ}$  последующего.

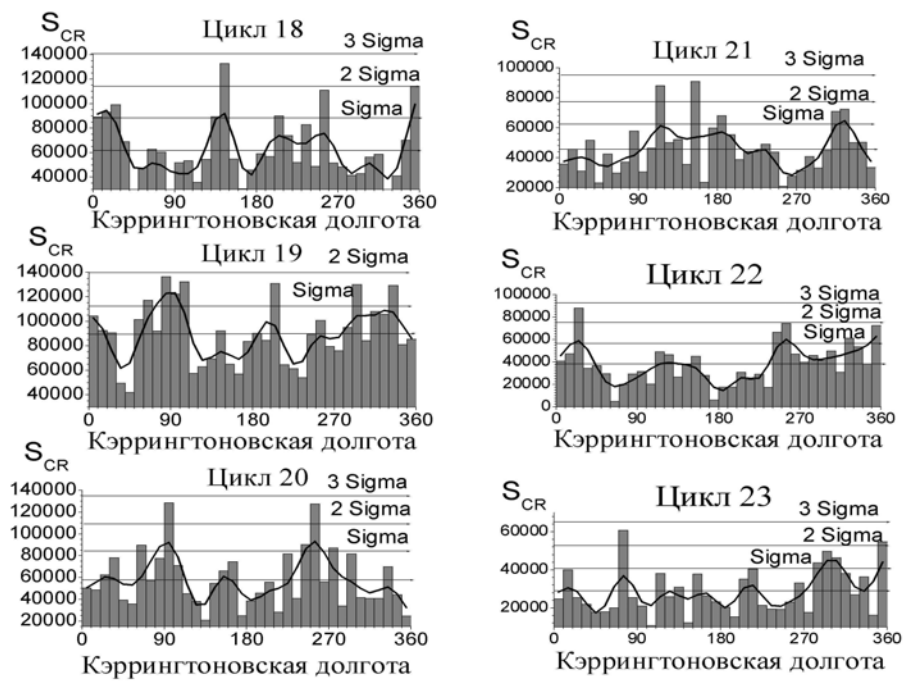


Рис.1.

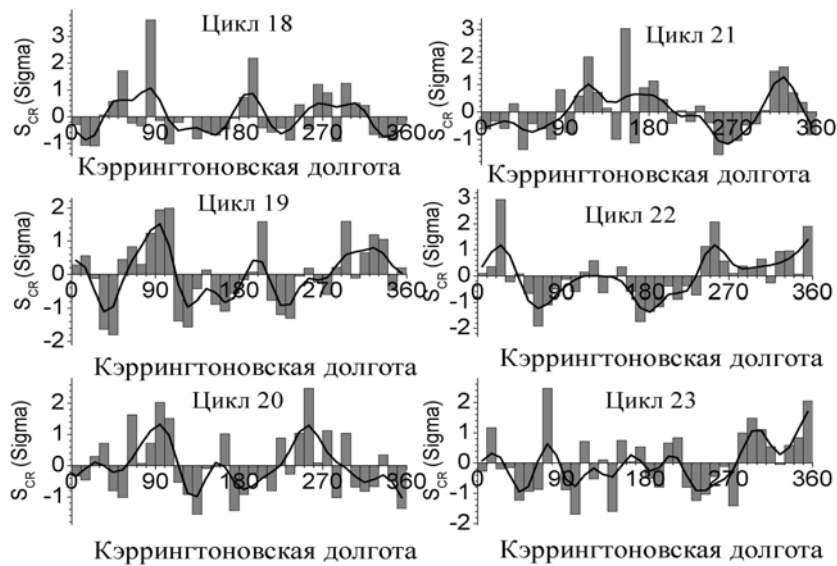


Рис. 2.

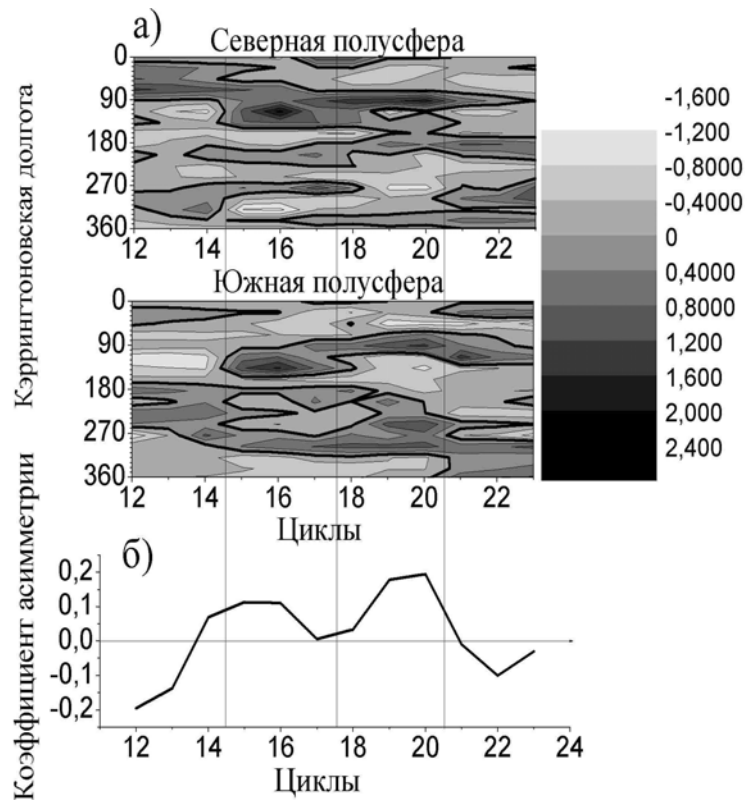


Рис. 3.

Заметная регулярность в поведении активных долгот позволяет в первом приближении говорить об их квазистабильном положении в пределах 4-х выделенных секторов гелиодолгот. Заметно также, что перестройка активных долгот происходит приблизительно через каждые 3 11-летних цикла. Т.о. продолжительность существования активных долгот на фиксированных долготах составляет примерно 3 11-летних цикла.

На Рис. 3б приведена циклическая кривая изменения коэффициента северно-южной асимметрии индекса  $S_{CR}$ , рассчитанного для суммированных за цикл значений  $S_{CR}$  отдельно для северной и южной полусфер. Сопоставление Рис. 3а и 3б показывает, что каждый из 4-х периодов существования определенной структуры активных долгот до их перестройки соответствует также ветвям роста или спада кривой изменения коэффициента северно-южной асимметрии индекса  $S_{CR}$ . Если эта тенденция сохранится и дальше, следует ожидать, что в новом 24-м цикле активности произойдет очередная перестройка структуры активных долгот и рост активности северной полусферы Солнца с одновременным ростом положительного значения коэффициента северно-южной асимметрии индекса  $S_{CR}$ .

Следует также помнить, что хотя структура активных долгот и отражает 4-х-секторную структуру крупномасштабного магнитного поля Солнца (КМПС), максимумы в распределении суммарных площадей пятен по гелиодолготе соответствуют границам секторной структуры КМПС, так

что сектора активных долгот смещены относительно секторов КМПС приблизительно на  $40^{\circ}$ - $50^{\circ}$ .

### 3. Квазигодовые и квазидвухлетние вариации $S_{CR}$ в зонах активных долгот

Для исследования квазигодовых и квазидвухлетних вариаций (КДВ)  $S_{CR}$  в зонах активных долгот для каждого оборота в каждом из выделенных секторов АД (отдельно в северной и южной полусферах) была рассчитана сумма  $S_{CR}$  всех групп пятен исследуемого сектора. Полученные таким образом последовательности значений  $S_{CR}$  были подвергнуты как спектральному, так и корреляционному анализу. Результаты спектрального анализа приведены на Рис. 4, корреляционного – на Рис. 5-7.

#### а) Спектральный анализ

На Рис. 4 приведены СВАН-диаграммы, являющиеся результатом спектрально-временного анализа последовательностей  $S_{CR}$ , рассчитанных для каждого из секторов активных долгот северной и южной полусферы за

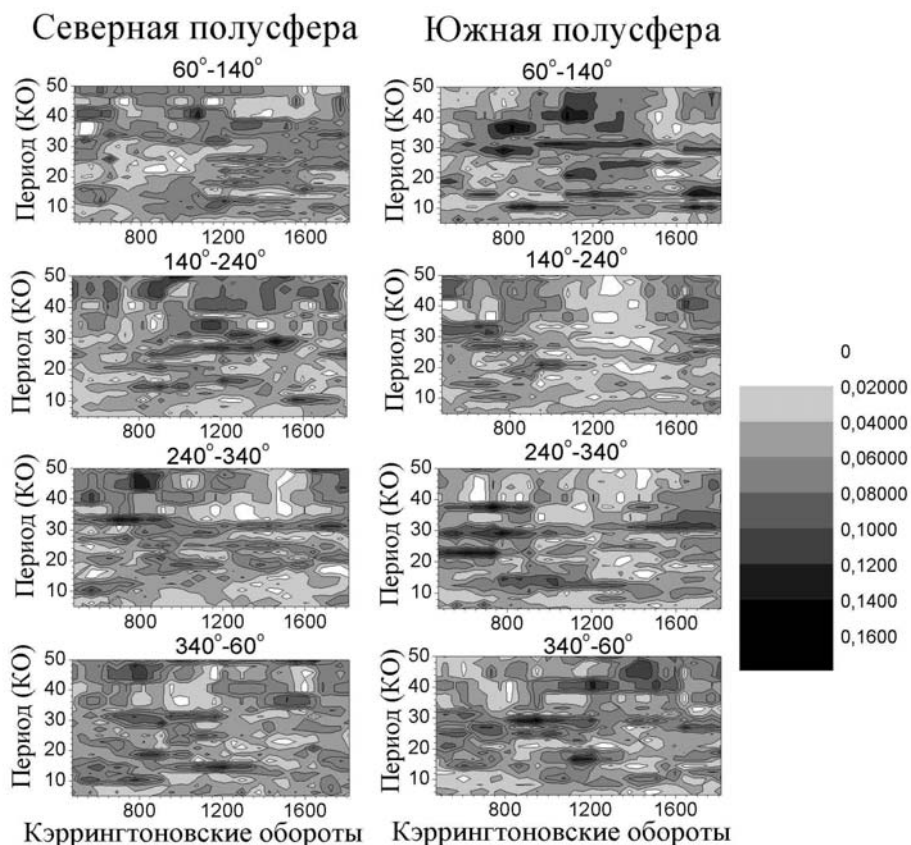


Рис.4.

1889-1988 гг. (кэррингтоновские обороты с 475 по 1812). Приведены карты нормированных спектральных максимумов  $s(k)$  в диапазоне периодов от 5 до 50 кэррингтоновских оборотов. По горизонтали (временной оси) нане-

сен номер кэррингтоновского оборота, по вертикали – период вариаций в кэррингтоновских оборотах. Диаграммы строились по методике, описанной в работе [2]. При построении диаграмм была введена нормировка исходной последовательности  $S_{CR}$ , посредством деления всех ее членов на среднеквадратичное отклонение.

СВАН представляет собой последовательное применение разложения в ряд Фурье последовательности значений  $S_{CR}$  в скользящем временном интервале. Скользящее окно было выбрано длиной 400 кэррингтоновских оборотов (~30 лет), временной сдвиг - 1 кэррингтоновский оборот. Уменьшение скользящего окна приводит к лучшему временному разрешению вариаций интенсивности  $S_{CR}$ , но к худшему спектральному разрешению. Полученные посредством сдвига разложения объединялись в виде карты нормированных спектральных максимумов (СВАН-диаграммы) в координатах время – период колебаний. Хорошо видно, что т.н. квазидвухлетние вариации  $S_{CR}$  представляют собой на самом деле набор из нескольких вариаций с дискретными периодами в диапазоне от 8 до 38 оборотов. В разные интервалы исследуемого временного периода можно выделить периоды вариаций  $S_{CR} \sim 8-12$ ,  $\sim 14-18$ ,  $\sim 20-26$ ,  $\sim 28-35$  оборотов (или 0.6-0.9, 1.05-1.35, 1.5-2.0, 2.1-2.6 лет). Заметим, что, как правило, одновременно существуют лишь по 2-3 вариации из приведенного набора. Интенсивность спектральных максимумов тех или иных вариаций, а иногда и нескольких вариаций одновременно, не остается постоянной и в отдельные интервалы времени может заметно усиливаться.

### ***б) Корреляционный анализ***

Для корреляционного анализа вариаций  $S_{CR}$  была рассчитана последовательность значений  $S_{CR}$ , соответствующая области вариаций  $S_{CR}$  с периодами от 7 до 40 оборотов (от ~0.5 до ~3 лет). С этой целью каждая из полученных последовательностей значений  $S_{CR}$  для того или иного сектора гелиодолгот была сглажена отдельно за 40 и 7 оборотов и посредством вычитания из начальных последовательностей значений  $S_{CR}$  значений  $S_{CR}$ , сглаженных за 40 и 7 оборотов, получены последовательности разностей значений  $S_{CR}$ , соответствующие областям вариаций  $S_{CR}$  с периодами  $T < 40$  and  $T < 7$  оборотов соответственно. Вычтя из первой последовательности разностей  $S_{CR}$  с  $T < 40$  оборотов вторую последовательность разностей  $S_{CR}$  с  $T < 7$  оборотов, мы получили последовательность значений  $S_{CR}$ , соответствующую области КДВ  $S_{CR}$  (с периодами от 7 до 40 оборотов, или от ~0.5 до ~3 лет) продолжительностью с 1883 по 1995 гг. (кэррингтоновские обороты с 395 по 1890).



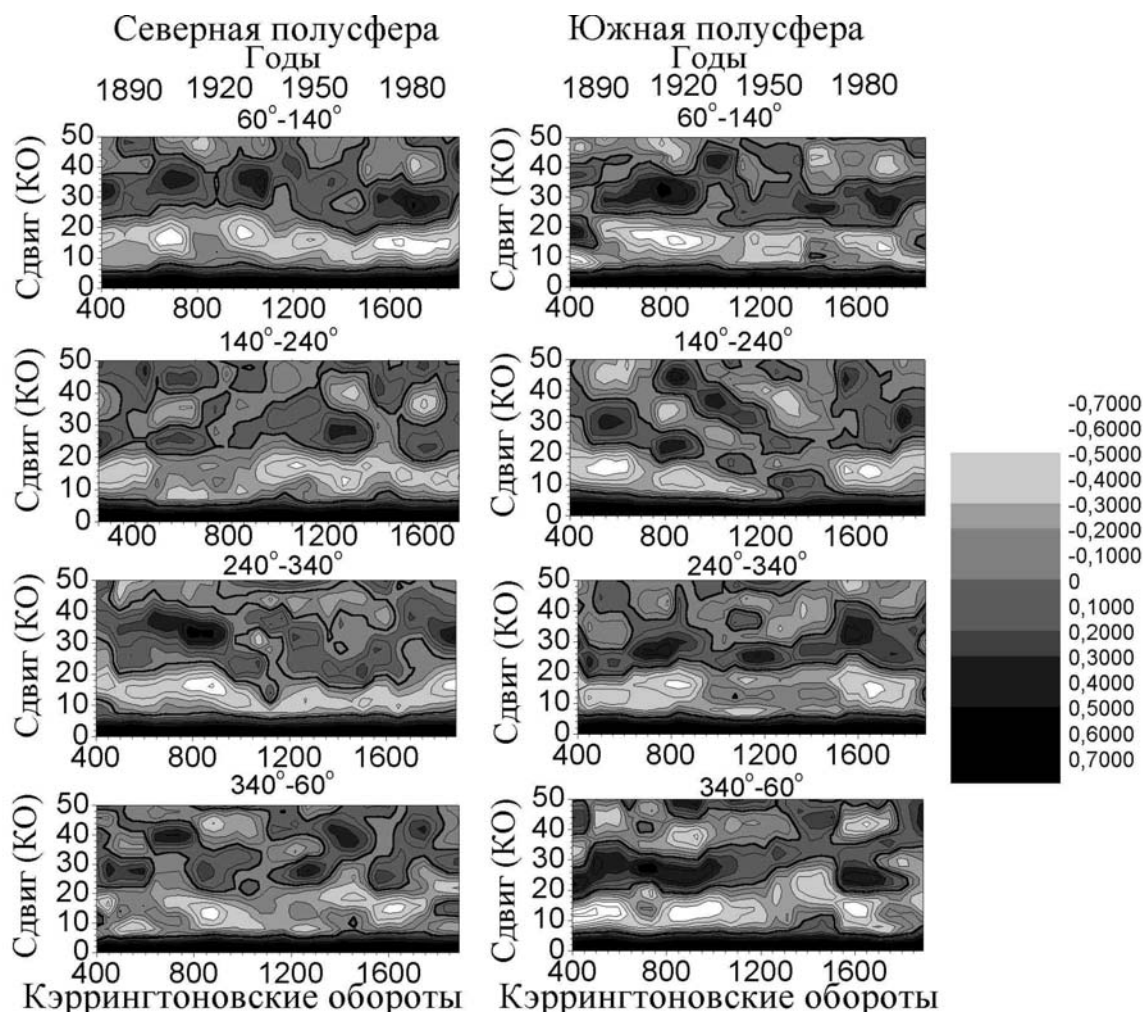


Рис. 5.

На Рис. 5 приведены СВАН-диаграммы изменений коэффициента автокорреляции последовательности значений  $S_{CR}$  для каждого из 4-х секторов активных долгот отдельно в северной и южной полусферах. Рассчитывалась лишь одна из сторон корреляционной функции (положительная), т.к. другая (отрицательная) строго симметрична приведенной. Функция автокорреляции рассчитывалась для скользящего временного интервала (окна) продолжительностью в 200 оборотов ( $\sim 15$  лет) с шагом в 1 оборот. Затем строилась диаграмма значений коэффициента корреляции в координатах время – корреляционный сдвиг. По оси абсцисс отложено время, по оси ординат – корреляционный сдвиг в кэррингтоновских оборотах. Хорошо заметно, что, несмотря на нестабильность зон активных долгот, вследствие чего в отдельные периоды времени они лишь частично совпадают с выделенными секторами гелиодолгот, во всех 4-х зонах северной и в южной полусфер отчетливо проявляются квазидвухлетние вариации  $S_{CR}$  с периодом, меняющимся во времени в интервале от 20 до 40 кэррингтоновских оборотов. Максимальные значения коэффициента автокорреляции индекса  $S_{CR}$  в каждой из зон активных долгот соответствуют в среднем пе-

риоду вариаций  $S_{CR} \sim 30$  оборотов ( $\sim 2.4$  года), и в течение всего исследованного периода меняются в интервале периодов от 20 до 40 оборотов. Интересно, что в области значений периодов, соответствующих квазигодовым вариациям ( $\sim 13-18$  оборотов) наблюдаются максимальные отрицательные значения коэффициента автокорреляции, т. е. квазигодовая компонента вариаций  $S_{CR}$  в каждом из отдельных секторов отсутствует.

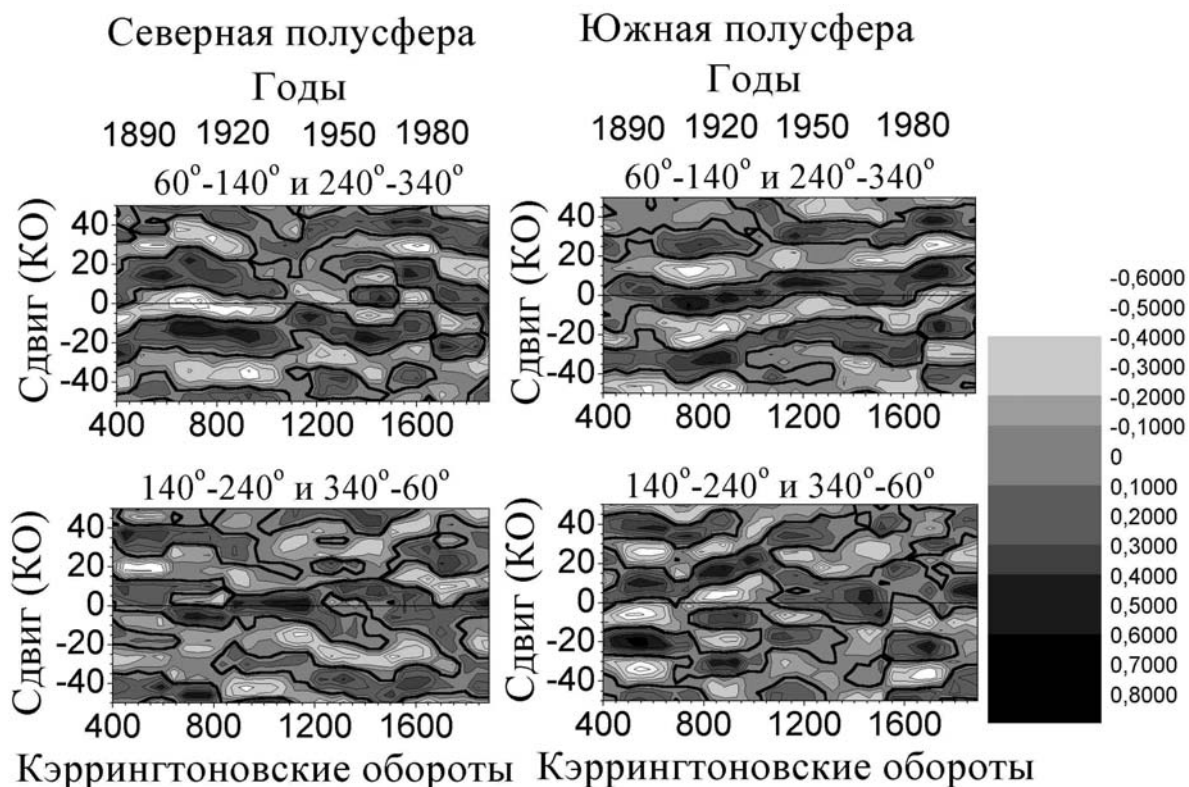


Рис. 6.

На Рис. 6 приведены СВАН-диаграммы изменения коэффициентов кросскорреляции последовательности значений  $S_{CR}$  для каждой из 2-х пар антиподальных активных долгот отдельно в северной и южной полусферах в течение того же периода с 1883 по 1995 гг. (кэррингтоновские обороты с 395 по 1890). Как видим коэффициенты кросскорреляции достаточно велики ( $> 0.4-0.5$ ) и в отдельные моменты достигают значений  $0.6-0.8$ , что говорит о достаточно высокой корреляции вариаций  $S_{CR}$  практически для каждой из пар активных долгот. Можно также отметить, что в течение значительной части времени сдвиг коэффициента кросскорреляции пар активных долгот близок к нулевому значению, что говорит о том, что в эти моменты вариации  $S_{CR}$  в исследуемых активных долготах происходят в фазе, т.е. практически совпадают. В другие моменты два максимума кросскорреляционной функции, разнесенные  $\sim$  на 30 оборотов (период КДВ), сдвинуты от нуля соответственно в положительное и отрицательное крылья кросскорреляционной функции, что свидетельствует о фазовом сдвиге ва-

риаций  $S_{CR}$  в одном из секторов активных долгот относительно вариаций в другом.

На Рис. 7 приведены СВАН-диаграммы изменения коэффициентов кросскорреляции последовательности значений  $S_{CR}$  для каждой из 4-х пар симметричных относительно экватора активных долгот в пределах одного и того же сектора гелиодолгот.

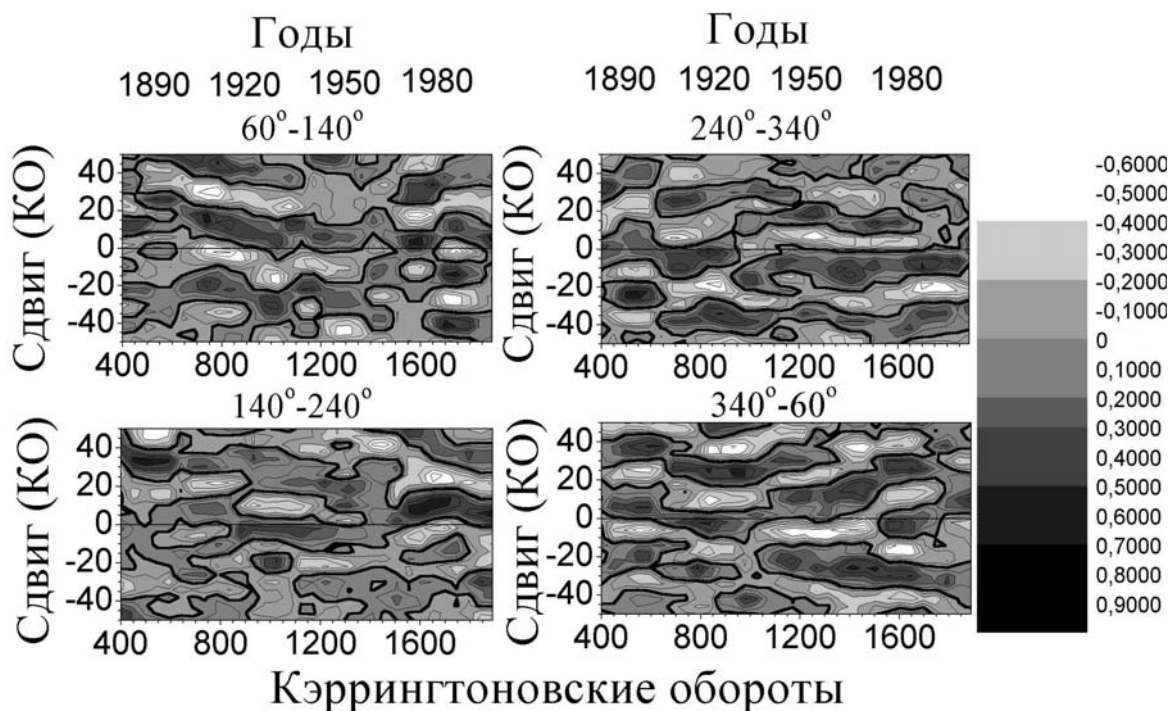


Рис. 7.

Как и на Рис. 6, заметны 2 максимума кросскорреляционной функции, отстоящие друг от друга (по корреляционному сдвигу) примерно на 25-35 оборотов. Близость одного из этих максимумов к нулевому значению корреляционного сдвига свидетельствует о синфазности вариаций  $S_{CR}$  в симметричных относительно экватора активных долгот. Сдвиг относительно нулевого значения корреляционного сдвига характеризует сдвиг по фазе между вариациями  $S_{CR}$  сектора активных долгот в одной из полусфер относительно вариаций  $S_{CR}$  того же сектора другой полусферы.

В целом можно сделать вывод о том, что в отдельные интервалы времени (и достаточно часто) наблюдается довольно заметная связь между процессами пятнообразования как в антиподальных долготах северной и южной полусфер, так и в симметричных относительно экватора активных долгот северной и южной полусфер.

#### 4. Выводы

1). В целом можно говорить о квазиустойчивости положения активных долгот в пределах 4-х секторов кэррингтоновских гелиодолгот:  $60^\circ$ - $140^\circ$ ,  $140^\circ$ - $240^\circ$ ,  $240^\circ$ - $340^\circ$ , и интервале от  $340^\circ$  одного оборота до  $60^\circ$  следующего.

2). Характерное время существования активных долгот на фиксированных долготах в среднем составляет  $\sim 3$  11-летних цикла. Через каждые 3 11-летних цикла происходит перестройка структуры активных долгот, причем каждый из периодов существования определенной структуры активных долгот до их перестройки соответствует также ветвям роста или спада кривой изменения коэффициента северно-южной асимметрии индекса  $S_{CR}$ . Если эта тенденция сохранится и дальше, следует ожидать в новом 24-м цикле активности очередной перестройки структуры активных долгот и роста активности северного полушария Солнца с одновременным ростом положительного значения коэффициента северно-южной асимметрии индекса  $S_{CR}$ .

3). Квазидвухлетние вариации  $S_{CR}$  каждой из активных долгот представляют собой набор из нескольких вариаций с дискретными периодами  $\sim 8$ -12,  $\sim 14$ -18,  $\sim 20$ -26,  $\sim 28$ -35 оборотов (или 0.6-0.9, 1.05-1.35, 1.5-2.0, 2.1-2.6 лет). Периоды вариаций могут несколько меняться в пределах указанных диапазонов. Интенсивность спектральных максимумов тех или иных вариаций не остается постоянной и в отдельные интервалы времени может заметно усиливаться.

4). Наблюдается заметная связь процессов пятнообразования как в антиподальных долготах северной и южной полусфер, так и в симметричных относительно экватора активных долготах.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 04-02-16374). В работе использованы ежедневные данные о площадях солнечных пятен Гринвичской обсерватории, полученные через ИНТЕРНЕТ.

#### Литература

1. *Bumba V., Obridko V.N., Solar Phys.*, Vol.6, 104-110, 1969.
2. *Бадалян О.Г., Обридко В.Н., Рыбак Я., Сикора Ю., Астрономический Журнал*, Том 82, № 8, с. 1-13, 2005.

**ОСОБЕННОСТИ ЭВОЛЮЦИИ  
КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА  
В 15-23 ЦИКЛАХ, I**

**Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН*

**PROPERTIES OF THE LARGE-SCALE SOLAR  
MAGNETIC FIELD EVOLUTION IN CYCLES 15-23, I**

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

*Central astronomical observatory of RAS*

**Abstract**

*Basing upon observational data on magnetic fields and synoptic charts in line  $H\alpha$ , we investigate latitude and longitude evolution of the large-scale magnetic field of the Sun in 1916-2005. We demonstrate that main anomalies in evolution of the magnetic field take place on epochs of maximum and minimum of the secular cycle of solar activity.*

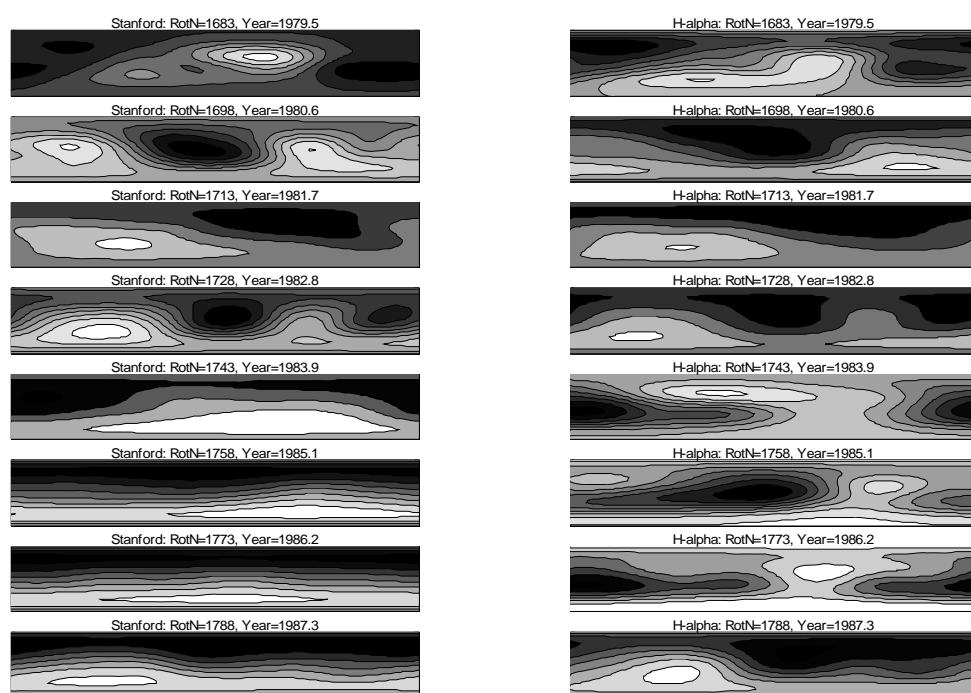
Крупномасштабное магнитное поле (КМП) формируется в глубоких слоях Солнца и отражает наиболее общие закономерности циклического развития солнечной активности. Исследованию КМП Солнца в последние десятилетия уделялось большое внимание (см., например, [1-5]). В частности, было показано, что в течение 11-летнего цикла в эволюции КМП проявляются две существенно различающиеся фазы [5,6]. Фаза I охватывает 2-3 года до и после максимума цикла. В этом временном интервале происходит заметное колебание нейтральной линии магнитного поля (м.п.) [6], включая смену знака м.п. в высоких широтах. В остальное время 11-летнего цикла (фаза II) в каждой полушарии преобладает м.п. одной полярности.

Другой существенной особенностью эволюции является то, что положения максимумов амплитуд широтных колебаний нейтральной линии КМП связаны со смещением их долгот с периодом 1.0-1.3 года ( $1.23 \pm 0.16$  г.) [7], т.е. м.п., всплывающее к фотосфере из внутренних слоёв Солнца, организовано в дискретные пакеты с продолжительностью существования 13-17 солнечных оборотов. Таким образом, усреднение синоптических карт с указанным масштабом времени является физически обоснованным при изучении эволюции КМП.

В данной работе проведено выявление некоторых общих свойств КМП в девяти последних 11-летних циклах солнечной активности. Исходным материалом для исследования широтно-долготной эволюции крупномасштабного магнитного поля (КМП) Солнца послужили данные наблю-

дений в Стэнфорде, Китт-Пике и синоптические карты в линии  $H_{\alpha}$  (ГСТ), охватывающие в общей сложности период 1916-2005 гг. По всему материалу были построены синоптические карты с усреднением по 15 и 17 солнечных оборотов с нуль-пунктом 1982.0 год.


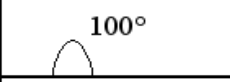
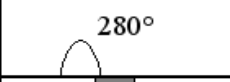
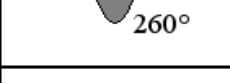

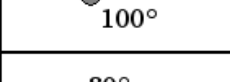
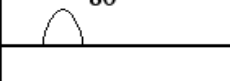
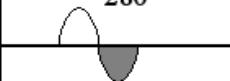
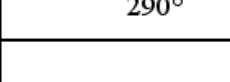
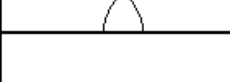
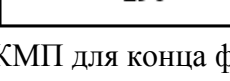
Прежде всего, было проведено сравнение синоптических карт, полученных по данным  $H_{\alpha}$  и магнитным полям (м.п.), за время их совместных наблюдений. Часть этих карт приведена на рис. 1. В целом примерно 50% показывают очень хорошее согласие. 25% — хорошее и 25% — посредственное или плохое. Последние приходятся в основном на фазы минимума и подъёма 11-летнего цикла, поэтому мы обратили особое внимание на фазы максимума и спада 11-летнего цикла, что позволило дополнительно проследить эволюцию КМП по данным  $H_{\alpha}$  в циклах 17-20.



**Рис.1.** Синоптические карты КМП по магнитным полям (слева) и  $H_{\alpha}$ -картам (справа).

На фазе I особенно примечательной является её конечная часть. В этот период времени на низких и средних гелиоширотах обычно наблюдается разделение полярности м.п. на две области, занимающие по долготам примерно по  $180^{\circ}$ . Наблюдается следующая картина (рис. 2): во-первых, почти во всех циклах происходит чёткое разделение положения N- и S-полярностей в первой и второй половинах долгот. При этом в нечётных циклах S-полярность расположена во втором квадранте синоптических карт, исключение составляет 19-й цикл. В то же время во всех чётных циклах ею заняты долготы  $0^{\circ}$ - $180^{\circ}$  южного полушария. Циклы 16, 19 и 20 отличаются некоторыми особенностями. Так в 16-м и 20-м циклах, кроме третьего квадранта, в это время S-полярности КМП наблюдаются и в чет-

вёртом, т.е. образуют четырёхсекторную структуру. В 19-м цикле S-полярность занимает первый квадрант. Особенность указанных исключений состоит в том, что все эти циклы показывают тройную переполусовку м.п. При этом все остальные циклы имели одну смену полярности, кроме, возможно, 22 цикла. Таким образом, циклы, имеющие тройную смену полярности, оказываются аномальными и показывают в конце фазы I четырёхсекторную структуру.

№ цикла	0°-180°	180°-360°
15		 190°
16	 100°	 280°
17		 260°
18	 40°	
19	 100°	
20	 80°	 280°
21		 290°
22	 120°	
23		 290°

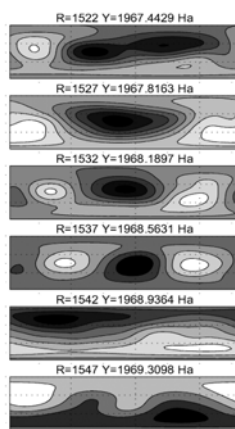
**Рис.2.** Структура синоптических карт КМП для конца фазы I.

На фазе II, в эпоху спада активности, чаще наблюдается, напротив, четырёхсекторная структура распределения полярности КМП по долготе.

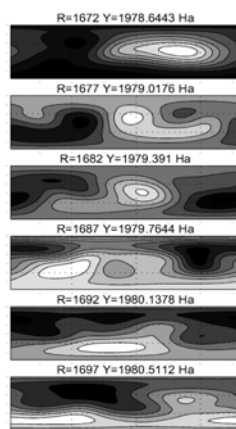
Особое место в эволюционной картине занимает эпоха смены знака м.п. в полярных областях. Для анализа этого процесса рассмотрим синоптические карты КМП с усреднением по пяти солнечным оборотам на фазе максимума солнечной активности. Сравнение пар чётный-нечётный цикл показывает, что в паре 20-21 явно наблюдается подобие в распределении величины КМП по долготе. При этом, если на долготах с центром  $\sim 180^\circ$  в 20-м цикле (рис. 3) до переполусовки наблюдается в основном S-полярность, то в 21-м — N-полярность м.п., а на долготах  $\sim 90^\circ$  и  $270^\circ$  — наоборот. Однако если в случае 21-го цикла структура КМП в основном остаётся двухсекторной, то в 20-м она переходит в четырёхсекторную. При этом, если в 21-м цикле после переполусовки происходит взаимная смена S- и N-полярностей, то в 20-м перед окончательной сменой полярности

происходит смена активных долгот со сменой знака м.п., и уже затем переход в четырёхсекторную структуру с противоположными полярностями. Это приводит к тому, что в циклах с тройной переполусовкой смена полярностей продолжается дольше.

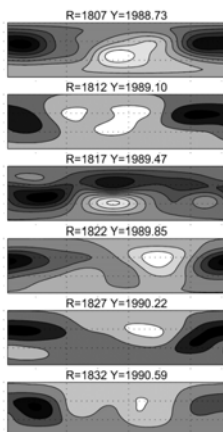
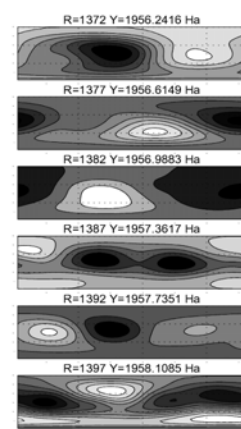
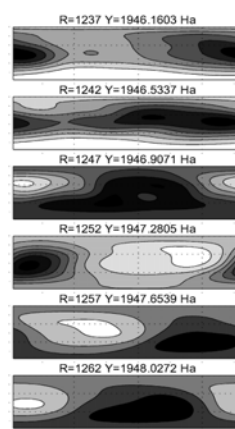
В случае пары 18-19 циклов (рис. 4) проявляется та же схема эволюции КМП, при этом, однако, наблюдается быстрое смещение секторов в сторону меньших долгот. В 18-м цикле в течение всего рассматриваемого времени существует двухсекторная структура КМП, а в 19-м в N-полушарии происходит дополнительный выход N-полярности м.п., прежде, чем заканчивается полная смена полярности, в то время как в S-полушарии переполусовка уже состоялась. И снова при тройной переполусовке наблюдается выход дополнительной активной долготы КМП.



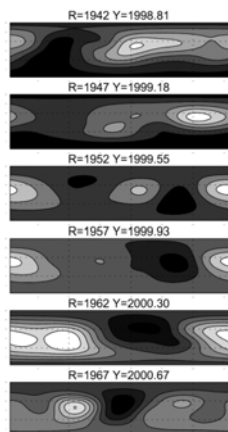
**Рис.3.** 5-оборотные синоптические карты (по  $H_\alpha$ ), циклы 20-21.



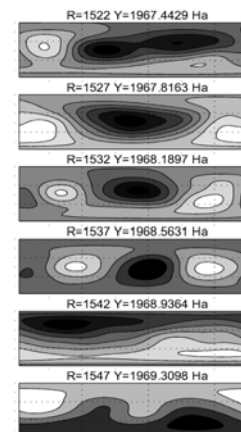
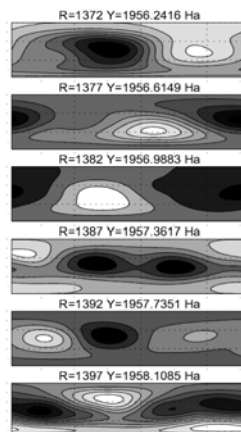
**Рис.4.** 5-оборотные синоптические карты (по  $H_\alpha$ ), циклы 18-19.



**Рис.5.** 5-оборотные синоптические карты (по  $H_\alpha$ ), циклы 19-20.



**Рис.6.** 5-оборотные синоптические карты (по м.п.), циклы 22-23.



С другой стороны, сравнение пары циклов нечётно-чётной показывает нарушение тех связей, которые объединяют чётные-нечётные циклы. Действительно, в паре 21-22 цикл видна очень похожая картина распределения

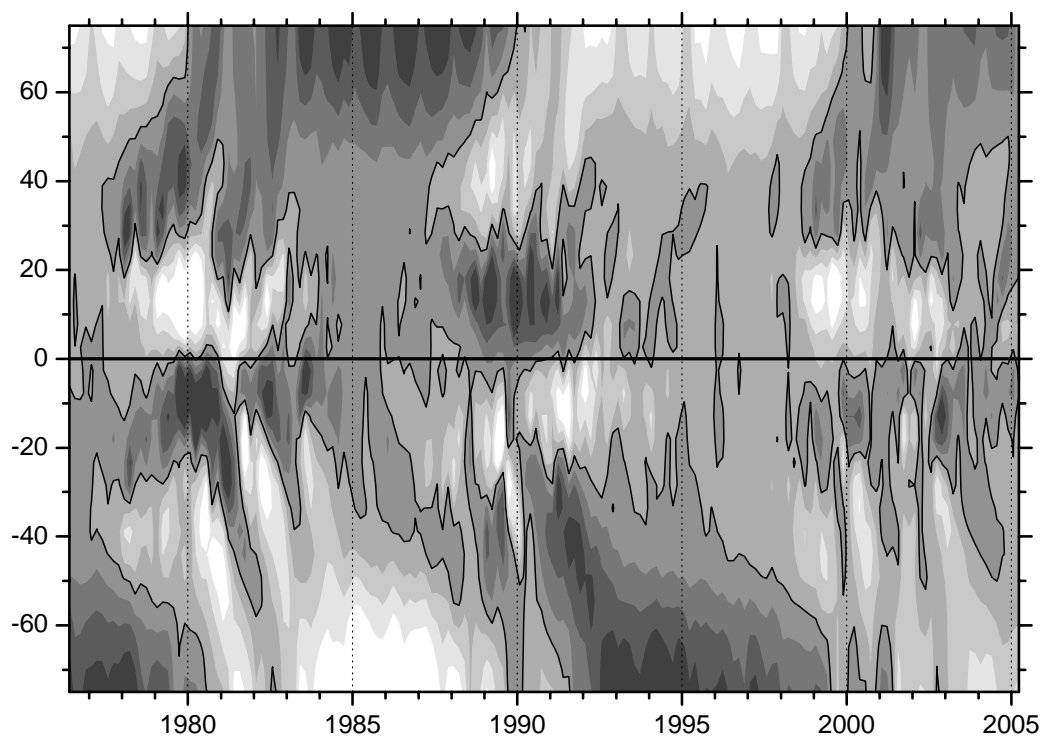


полярностей м.п. по долготе, хотя они и расположены в разных полушариях. В то же время в паре 19-20 связи почти не наблюдается (рис. 5).

В паре циклов 22-23 сложная картина во время смены знака м.п. наблюдается в 22 цикле (рис.6), где на синоптической карте 1989.5-1989.9 явно видна четырёхсекторная структура, а продолжительность смены знака м.п. охватывает, по крайней мере, интервал от 1989.1 до 1990.6 гг. В противоположность этому, в 23-м цикле смена знака м.п. произошла в сравнительно короткое время (1999.6-2000.3 гг.), хотя присутствовала слабая четырёхсекторная структура.

Как нами было показано в [5], в 22-м цикле вторичная полоса положительной полярности имела более  $200^\circ$  протяжённости по долготе. Это означает, что в данном случае наблюдалась тройная смена полярности, хотя и не выраженная так ярко, как в 20 цикле, несмотря на то, что активность в 22 цикле заметно превышала активность в цикле 20. В 23 цикле в N- и S-полушариях наблюдалась одноразовая смена полярности (рис.7).

Возвращаясь к последовательности на рис.2, отметим, что пара циклов 22-23 аномальна не только в смысле нарушения правила Гневышева-Оля и других закономерностей (см. [7]), но и в том, что в её чётном цикле отсутствует четырёхсекторная структура. Учитывая, что пары циклов 18-19 и 22-23 находятся вблизи эпох максимума и минимума векового цикла активности соответственно, можно предположить, что такие резкие изменения в эволюции м.п. Солнца связаны с эпохой экстремумов векового цикла.



**Рис.7.** Диаграмма "широта-время" для КМП по данным Стэнфорда.

Итак, на основе исследований широтно-долготной эволюции КМП Солнца можно сделать следующие выводы:

1. Между парами циклов чётный-нечётный на фазе I наблюдается хорошая связь в долготном распределении полярностей КМП, в то время, как между парами нечётный-чётный она слаба или отсутствует.
2. Конец фазы I КМП в цикле характеризуется двухсекторным распределением м.п. в низких и средних гелиоширотах, кроме тех случаев, когда наблюдается трёхкратная смена полярности.
3. Трёхкратная смена полярности характеризуется повторным появлением старой полярности в новом долготном интервале.
4. На фазе максимума 11-летнего цикла преобладает двухсекторная структура КМП, а на фазе спада — четырёхсекторная.
5. Аномалии, наблюдаемые в эволюции КМП, приходится на эпохи максимума и минимума векового цикла солнечной активности.

#### Литература

1. *Hoeksema J.T. and Scherrer P.H.* // "Solar magnetic field - 1976 through 1985", 1986 WDCA Report UAG-94.
2. *Makarov V.I. and Sivaraman K.R.* // Solar Phys., 1989, v.123, P.367.
3. *Obridko V.N., Shelting B.D.* // Solar Phys., 1992, v.137, P.167.
4. *Мухайлуца В.П.* "Двухкомпонентное происхождение крупномасштабного магнитного поля Солнца", дис. д-ра физ.-мат. наук, СПб, ГАО, 1998, 295 с.
5. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Труды конференции "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля", 28 мая – 1 июня 2001 г., СПб, Пулковое, С.181.
6. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Изв. ГАО, N216, 2002. С.531.
7. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Труды конференции "Климатические и экологические аспекты солнечной активности", 7–11 июля 2003 г., СПб, Пулковое, с.189.

## REACTION BY $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ DRIFT

Callebaut D.K.<sup>1</sup>, Karugila G.K.<sup>2</sup>, Makarov V.I.<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Phys. Dept., CDE, University of Antwerp, B-2610 Antwerp, Belgium*

*E-mail: Dirk.Callebaut@ua.ac.be*

<sup>2</sup>*Dept. of Biometry and Mathematics, FoS, SUA, Chuo Kikuu,*

*POBox 3038, Morogoro, Tanzania. E-mail: Karugila@yahoo.com*

<sup>3</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140, Saint Petersburg, Russia.*

*E-mail: makarov@gao.spb.ru*

### Abstract

*The  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift may contribute to various motions of the magnetic flux tubes inside the Sun, at its surface and in the corona (Callebaut et al., 2004). Given an arbitrary azimuthal angular frequency  $\omega(r, \theta)$  and the initial magnetic field we can write immediately the exact solution for  $\mathbf{H}$  (Callebaut, 2005). We may then obtain  $\mathbf{E}$  and the drift exactly. Even without further specializing the initial field and the differential rotation we may draw general conclusions. The drift velocity is comparable to the original velocity, however, it has components in all directions. It acts somewhat like a combination of the original velocity and a reaction on it, like a Lenz effect. Moreover, it fades away with time. We give a detailed example and some general consideration.*

### Introduction

Magnetohydrodynamics (MHD), especially non-ideal MHD, is a quite good theory in a large domain of applicability. However, it is not always fully exploited. In fact MHD is based on the following subset of the full system of equations:

$$\partial_t \mathbf{H} = \text{curl}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}) - \text{curl}(\eta \text{curl} \mathbf{H}), \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{H} = 0, \quad (2)$$

which contains only  $\mathbf{H}$  from the electromagnetic quantities and only the velocity  $\mathbf{v}$  from the hydrodynamical ones. ( $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ , with  $\mu$ , the magnetic permeability, taken as constant;  $\mu = 4\pi 10^{-7}$  kgm/C<sup>2</sup> (or henry/m) in vacuum; SI units). Through  $\mathbf{v}$  the full set of hydrodynamic equations are linked with the evolution equation (1). Moreover, that  $\mathbf{H}$  appears alone in the (closed) subset of equations does not mean that there are no currents flowing or that the other electromagnetic quantities are absent. Indeed:

$$\mathbf{j} = \text{curl} \mathbf{H}. \quad (3)$$

The current affects the motion as it appears in the Lorentz force (cf. Hall current). Moreover, an electric field  $\mathbf{E}$  appears through another Maxwell equation:

$$\text{curl} \mathbf{E} = -\mu \partial_t \mathbf{H}. \quad (4)$$

The  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift yields a velocity

$$\mathbf{v}_d = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / |\mathbf{B}|^2, \quad (5)$$

which allows the flux tube filled with plasma to move. The drift velocity  $\mathbf{v}_d$  applies equally to electrons and ions and thus they move together carrying the magnetic field with them according to the frozen-in field theorem. However, it is sometimes suggested that this drift velocity allows the plasma to move across the field lines, in spite of the frozen-in theorem. However, it is our opinion that in ideal MHD the proof of the theorem is independent of considerations related to the drift velocity: both electrons and ions stick to their field line, or rather: they carry the field lines with them. Of course, plasma may move through the field lines when taking into account neglected effects like the Hall current; as the latter is (quasi) quadratic in the magnetic field it may be relevant in some cases.

The plan of the paper is as follows. In section 2 we recall briefly the results for an exact solution of the kinematic dynamo (Callebaut, 2005). In section 3 we derive the general time dependence of the drift velocity and illustrate it with an example. In section 4 we investigate more closely the relation between the drift velocity and the velocity generating the magnetic field by differential rotation. Section 5 gives the conclusions.

## 2. Exact solution for $\mathbf{H}$ from $\omega(r, \theta)$

Suppose that the velocity (due to the inertia of the matter) is purely azimuthal

$$v_\phi = r \sin \theta \omega(r, \theta), \quad (6)$$

( $r, \theta, \phi$ : spherical coordinates) with angular frequency  $\omega$ . We have shown (Callebaut and Callebaut, 1991; Callebaut, 2005) that the integration of the equations of the kinematic dynamo leads to (omitting periodic terms)

$$H_r = -(\partial_\theta \Phi) / r^2 \sin \theta, \quad (7)$$

$$H_\theta = -(\partial_r \Phi) / r \sin \theta, \quad (8)$$

$$H_\phi = -tJ/r, \quad (9)$$

where we have abbreviated the Jacobian

$$J = \partial(\omega, \Phi) / \partial(r, \theta), \quad (10)$$

in which  $\Phi(r, \theta)$  is an arbitrary function determined by the initial field. We mention that using a dipolar field for  $H_r$  and  $H_\theta$  allowed growth rates for  $H_\phi$  that roughly corresponded to the sunspot and polar faculae butterfly diagrams.

### 3. General time dependence and illustrations of $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ drift

The exact solution given above was obtained for ideal MHD, i.e. equation (1) without resistive term. In that approximation we have

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (11)$$

Remembering that  $\mathbf{v}$  was purely azimuthal yields

$$\mathbf{E} = \mu v_\varphi (H_g, -H_r, 0) \quad (12)$$

and

$$\mathbf{v}_d = \frac{v_\varphi}{H^2} (-H_r H_\varphi, -H_g H_\varphi, H_r^2 + H_g^2). \quad (13)$$

As  $H_\varphi$  depends linearly on time, while all other quantities are independent of time, the general time structure of the drift velocity becomes clear:

$$v_d = v_\varphi \frac{(\alpha t, \beta t, \gamma)}{\delta + \chi t^2}, \quad (14)$$

with  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \chi$  functions of  $r, \theta$  but independent of time. Hence:

a) The drift velocity is proportional to the generating velocity  $\tilde{v}_\varphi$ . It is like a kind of combination of  $v_\varphi$  and a reaction on it. However, it has components in all directions, while  $v_\varphi$  was only azimuthal.

(b) The  $r$ - and  $\theta$ - components of  $\mathbf{v}_d$  will grow first nearly linearly with time, then they will decrease due to the denominator which is quadratic in time. Ultimately they vanish. The  $z$ -component decreases right from the beginning. When new  $H_r$  and  $H_\theta$  occur, e.g. after an eruption, the same story repeats. The  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift behaves somewhat like a Lenz effect, i.e. it reacts to a change in the field and then fades away as everything settles down.

(c) From eq. (13) we obtain for the norm:

$$v_d^2 = v_\varphi^2 \frac{H_r^2 + H_g^2}{H_r^2 + H_g^2 + H_\varphi^2}. \quad (15)$$

Hence the norm of  $\mathbf{v}_d$  starts from the norm of the generating velocity and fades gradually away. At the start we have  $\mathbf{v}_d = \mathbf{v}$ .

(d) If  $J = 0$  then  $H_\varphi = 0$  and there is no growth of the magnetic field. We have then  $\mathbf{v}_d = \mathbf{v}$ . This means that without amplification by the differential rotation the drift velocity just corresponds to the velocity which is applied and which might generate magnetic field.

To fix the ideas we consider a simple example. In view of the qualitative success with a bipolar magnetic seed field (Callebaut, 2005) we apply it here to  $\mathbf{v}_d$ :

$$H_r = \frac{H_p \cos \mathcal{G}}{r^3}, \quad (16)$$

$$H_\mathcal{G} = \frac{H_p \sin \mathcal{G}}{2r^3}, \quad (17)$$

i.e.

$$\Phi = -\frac{H_p \sin^2 \mathcal{G}}{2r}, \quad (18)$$

For the Jacobian, eq. (10), we obtain

$$J = (\sin \mathcal{G} \partial_\mathcal{G} \omega - 2r \cos \mathcal{G} \partial_r \omega) \frac{H_p \sin \mathcal{G}}{2r^2}, \quad (19)$$

and thus, with  $\Gamma \equiv (\sin \mathcal{G} \partial_\mathcal{G} \omega - 2r \cos \mathcal{G} \partial_r \omega)$

$$\mathbf{v}_d = v_\phi \frac{(t\Gamma \sin 2\mathcal{G}, t\Gamma \sin^2 \mathcal{G}, 1 + 3 \cos^2 \mathcal{G})}{(1 + 3 \cos^2 \mathcal{G} + t^2 \Gamma^2 \sin^2 \mathcal{G})}. \quad (20)$$

Clearly the general trend sketched after eq. (12) is made concrete in this example. In particular when  $J$  vanishes, e.g. by choosing

$$\omega = \omega_0 + Ar \sin^2 \mathcal{G}, \quad (21)$$

with obvious notations we find  $\Gamma = 0$  and  $\mathbf{v}_d = \mathbf{v}$ .

#### 4. Strong relation between the driving velocity and the drift velocity

The remarkable relation between the drift velocity and the driving velocity of the differential motion which generates magnetic field may be seen more clearly in vector form, without explicit details. Substitute  $\mathbf{E}$  from eq. (11) into eq. (5)

$$\mathbf{v}_d = -\frac{(\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}}{B^2} = \mathbf{v} - \frac{(\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}}{B^2}, \quad (22)$$

which generalizes the comment following eq. (15).  $|\mathbf{v}_d|$  starts from  $|\mathbf{v}|$ , or somewhat less if  $\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} \neq 0$  at  $t = 0$ , and then fades away. Alternatively we may say that

$v_d$  consists of the driving velocity which is diminished by a reaction term which grows and ultimately becomes equal to  $v$  and thus reduces  $v_d$  to zero. This latter part of  $v_d$  is the actual reaction, like a Lenz effect: opposing either a new motion or the appearance of a new field.

These simple properties are essentially due to eq. (11), i.e. due to the neglect of the resistivity and other terms like the Hall current.

## 5. Conclusions

The drift velocity due to the crossed electric and magnetic fields is intimately connected to the velocity that generates the magnetic field by differential rotation. The  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift may play a role in the motions inside (e.g. in moving flux tubes when rising in the convective zone toward the solar surface) and outside the Sun, e.g. explosive phenomena like flares, CMEs, eruptions of filament bands or simply the appearance of a new field, (Veselovsky, 2004). However, as it is at the start practically the generating velocity itself while it gradually fades away as the magnetic field is amplified, it will presumably play a role only at the start of new magnetic field (e.g. at an eruption). Probably its role is less important than the one of the Lorentz force created by the generated field, as that one has components which grow quadratically with time. (See Callebaut and Makarov, 2005).

## Acknowledgments

One of us (D.K.C.) is grateful to Prof. Dr. V.I. Makarov and the Pulkovo Astronomical Observatory, St. Petersburg, Russia, for hospitality. One of us (G.K.K.) is grateful to the VLIR (Flemish Interuniversity Council, Brussels, Belgium) for a grant in the SUA-VLIR program and to the University of Antwerp, Antwerp, Belgium, for another grant. One of us (V.I.M.) was supported by the Russian Fund of Basic Research (projects 05-02-16229) and the Program of the Russian Academy of Sciences.

## References

1. **Callebaut, D.K. & Callebaut, A.K.:** 1991, in *Proc. 10th European School on Plasma Physics, Tbilisi, Georgia*, N. L. Tsintsadze (ed.) (World Scientific: Singapore) p.303.
2. **Callebaut, D.K., Karugila, G.K. and Makarov, V.I.:** 2004, in *Multi-Wavelength Investigation of Solar Activity*, Proc. IAU Symp. 223, A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev (eds.), p.89.
3. **Callebaut, D.K.:** 2005, *Solar Phys.*, submitted.
4. **Callebaut, D.K. and Makarov, V.I.:** 2005, in *Lorentz force from generated magnetic field*, these Proc. of IX Pulkovo International Conference on Solar Physics "Solar Activity as a Factor of Cosmic Weather".

5. *Veselovsky, I.S.*, 2004, in *Multi-Wavelength Investigation of Solar Activity*, Proc. IAU Symp. 223, A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev (eds.), p.517.



## GENERATION OF SUNSPOTS AND POLAR FACULAE FROM A KINEMATIC DYNAMO

**Callebaut D.K.<sup>1</sup> and Makarov V.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Phys. Dept., CDE, University of Antwerp, B-2610 Antwerp, Belgium.*

*E-mail: Dirk.Callebaut@ua.ac.be*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140, Saint Petersburg, Russia.*

*E-mail: makarov@gao.spb.ru*

### Abstract

*We use the exact general solution of a simple kinetic dynamo that was obtained in spherical coordinates  $r$ ,  $\vartheta$ ,  $\varphi$  under the following conditions (Callebaut, 2005)*

- 1) The velocity is purely azimuthal.*
- 2) It is an arbitrary function, however of  $r$  and  $\theta$  only.*
- 3) The  $\alpha$  - term and the resistivity are neglected.*

*For the application we have constructed an analytic expression for the differential velocity using some observational data. The result is applied to a bipolar seed field. Growths up to two orders of magnitude during one cycle do occur and there is a fair correspondence with the sunspot butterfly diagram and the polar faculae diagram.*

### Introduction

Here the dynamo is considered in the ideal magnetohydrodynamic (MHD) approximation: no resistivity and no  $\alpha$ -effect. The basic equations are the equation for the evolution of the magnetic field  $\mathbf{H}$  and the conservation of the magnetic flux (Chandrasekhar, 1961)

$$\partial_t \mathbf{H} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}), \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{H} = 0, \quad (2)$$

where  $\mathbf{v}$  is the velocity (SI units). In general these electromagnetic equations have to be supplemented by the whole set of (hydro)dynamic equations linked to them by the velocity on the one hand and by the Lorentz force on the other hand. However, in the case of the so-called kinematic dynamo it is assumed that  $\mathbf{v}$  is given. This is a tremendous simplification as it restricts the set of equations to equations (1) and (2). Thus only three independent functions, the components of  $\mathbf{H}$ , have to be determined. Note that eqs. (1) and (2) are not entirely independent.

The velocity field in the solar case may be assumed as being mainly a rotation around the solar axis (there is quite a good symmetry, sometimes a perfect anti-symmetry, with respect to the equator). Superposed on this main rotation are some turbulent motions, usually of much smaller amplitude. (Sometimes the turbulent speeds may be much higher, but they usually do not last long and alternate their direction.) They are not considered here, although their azimuthal

component may be included in the treatment.

The plan of the paper is as follows. In section 2 we give some information on the observational data concerning the solar velocity field and its corresponding analytical expression. In section 3 the analytic solution of the kinematic dynamo with the convective term only (Callebaut, 2005) is recalled. Section 4 argues the choice of a bipolar seed field. In section 5 we derive an analytically constructed expression for the azimuthal velocity. Section 6 applies the obtained results to the equatorial region of the Sun. Section 7 does the same but includes a wider range of latitudes. Some agreement with the sunspot and polar faculae butterfly diagrams is found. Section 8 contains some conclusions.

### 1. Observational data

Bisnovatyi-Kogan (1977) gave the following expression for the angular frequency (in radians per second) at the surface of the Sun:

$$\omega = 2.8 \cdot 10^{-6} - 3.5 \cdot 10^{-7} \cos^2 \vartheta - 4.4 \cdot 10^{-7} \cos^4 \vartheta \quad (3)$$

The period at the equator is then 24.2 days. However, it is the variation in differential rotation which is relevant for us. Moreover, we know from helioseismology that  $\partial_r \omega \approx 0$  for  $\vartheta \approx 53^\circ$  and that the central part up to about 0.7R ( $R$  is the radius of the Sun) rotates as a solid body, Kosovichev *et al.*, (1997). Moreover, around latitude  $37^\circ$  the differential rotation in the radial direction reverses sign.

### 2. Analytic solution for kinematic dynamo

The system of spherical coordinates  $(r, \vartheta, \varphi)$  is chosen so that the velocity  $\mathbf{v}(r, \vartheta)$  has an azimuthal component only,  $v_\varphi$ . As only differential rotation matters for the amplification of the magnetic field this may be the differential velocity with respect to some chosen frame with uniform angular velocity, which is co-moving with some point e.g. on the equator. Hence

$$v_\varphi = r\omega(\vartheta) \sin \vartheta \quad (4)$$

Here  $\omega(r, \vartheta)$  is the angular frequency. Using the requirement that the magnetic field has to be single-valued Callebaut (2005) obtained:

$$H_r = \frac{-l}{r^2 \sin \vartheta} \partial_\vartheta \Phi + P_r(r, \vartheta, \omega t - \varphi), \quad (5)$$

$$H_\vartheta = \frac{l}{r \sin \vartheta} \partial_r \Phi + P_\vartheta(r, \vartheta, \omega t - \varphi), \quad (6)$$

$$H_\varphi = \frac{-t}{r} \frac{\partial(\omega \Phi)}{\partial(r, \vartheta)} + P_\varphi(r, \vartheta, \omega t - \varphi), \quad (7)$$

where the Jacobian is introduced.  $P_r$ ,  $P_\theta$  and  $P_\varphi$  are purely periodic functions of  $\omega t - \varphi$ , and contain  $r$  and  $\vartheta$  in addition; they are related through the equations of evolution and flux conservation. As one is essentially interested in growth with time and not in a periodic waxing and waning during one solar rotation, one does not bother much about the periodic terms  $P$ , although they may be relevant in connection with e.g. the mean field theory.

$\Phi$  is an arbitrary function of  $r$  and  $\vartheta$  only. It follows from eqs. (5 - 7) that  $H_r$  and  $H_\theta$  do not vary with time except in their periodic terms. The only interesting time dependence (at present) is provided by the *linear* time dependence occurring as a coefficient of the Jacobian in  $H_\varphi$ . That the effective growth is linear with time may easily be understood physically. In fact the differential rotation tears the plasma, and the frozen-in magnetic field, differently in the  $\varphi$  direction, thus increasing  $H_\varphi$ . As the rotation is supposed steady, the increase is the same at all times, thus linear with time.

### 3. Choice of seed field

A contribution to the seed field consists of what is left over after part of the field has escaped at the solar surface. On the other hand there may be a part generated e.g. at the bottom of the convective zone. By lack of data on the seed field we shall consider as an example a bipolar field. At the surface of the Sun, where huge currents encircling the Sun flow in filament bands, large-scale unipolar magnetic regions occur (Callebaut and Makarov, 1992; Makarov, Callebaut and Tlatov, 1997; Makarov et al., 2001; Makarov, Tlatov and Sivaraman, 2003; Makarov, Tlatov and Callebaut, 2002, 2005). Thus the choice of bipolar magnetic fields may be reasonable, although one should have then a combination as there are several filament bands. However, as the solar matter is a good conductor, those fields do not penetrate deep in the Sun. On the other hand rotating bodies like planets display a bipolar field (although inside the planet it is rather multipolar or even more complicated) so that the choice may not be too bad. Moreover, we may consider the bipolar field to be in a shell only instead of in the whole region for  $r > 0.7R$  with  $R$  the solar radius. Of course, the large and small scale turbulence and granular cells perturb the field continuously and so do the mechanisms loosing magnetic fields to space (sunspots, flares, polar faculae, bright points, coronal holes, ...) or to dissipation. We consider the following bipolar field as seed field:

$$H_r = r^{-3} H_p \cos \vartheta, \quad (8)$$

$$H_\vartheta = 0.5 r^{-3} H_p \sin \vartheta, \quad (9)$$

in the region  $r > R/2$  or rather  $r > 0.7R$ . The starting value for  $H_\varphi$  is irrelevant for the growth, however it has to be independent of  $\varphi$  to have the field diver-

gence free.  $H_p$  is a constant. It is clear that this initial field may be weak in general: to fix the ideas we may think of  $H_p/R^3$ , the field at the equator, as 1 gauss. However, in a narrow shell at the bottom layer of the convective zone the field may be thousands of gauss, even several hundred kilogauss. The components (8) and (9) may be matched to the expressions (5) and (6), which is an argument in favor of its choice. We find

$$\Phi = -0.5 r^{-1} H_p \sin^2 \vartheta, \quad (10)$$

$$\partial_r \Phi = 0.5 r^{-2} H_p \sin^2 \vartheta, \quad (11)$$

$$\partial_\vartheta \Phi = -r^{-1} H_p \sin \vartheta \cos \vartheta. \quad (12)$$

#### 4. Analytic expressions for the differential rotation

The radiative zone of the Sun rotates as a solid body. Its angular frequency (= 87, 74 radians per year) is rather irrelevant for us here. For the angular frequency at the equator at the surface we found the value  $\omega_{eq} \approx 92.91$  radians per year. The decimals may have little meaning and will not influence our general conclusions. We have at the surface

$$\omega(R) = \omega_{eq}(R) - A \cos^2 \vartheta - B \cos^4 \vartheta, \quad (13)$$

Here  $\omega$  is expressed in radians per year. Assuming a linear dependence on  $r$  we obtain

$$\omega = \omega_{r_0} + \frac{a(r-r_0)(\cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta)(1 + b \cos^2 \vartheta)}{(R-r_0) \cos^2 \vartheta_0}, \quad (14)$$

with the coefficients

$$a = A \cos^2 \vartheta_0 + B \cos^4 \vartheta_0, \quad b = B / (B \cos^2 \vartheta_0 + A). \quad (15)$$

Here  $r_0$  is the radius of the part of the radiative zone which rotates as a solid ( $r_0$  is about  $0.7R$ ),  $\vartheta_0$  is the angle where the radial variation in angular frequency vanishes and thus where  $\partial_r \omega$  changes sign and marks the separation between sunspots and polar faculae. As this happens presently at a latitude of about  $37^\circ$  ( $\vartheta_0 = 53^\circ$ ) we approximate  $\cos \vartheta_0$  by 0.6. Using  $A = 11$  and  $B = 14$ , see eq.( 3), yields the coefficients  $a = 5.77$  and  $b = 0.87$ . This may still be a poor approximation at higher latitudes, but it will at least shed some light on the lower and middle latitudes.

We make calculations for  $r_0 = 0.7R$ , but to see its influence we make the calculations for  $r_0 = 0.5R$  as well. Moreover, to see the effect of the last term in eq.(13) we calculate first for the equatorial region only by putting  $B = b = 0$ .

### 5. Growth: approximation for equatorial region

From eqs. (7), (11), (12) and (14), ( $b = 0$ ), we obtain

$$H_{\varphi} = 5.77 H_p t \frac{\sin \vartheta \cos \vartheta (\cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta + \frac{(r-r_0) \sin^2 \vartheta}{r})}{r^2 (R-r_0) \cos^2 \vartheta_0}. \quad (16)$$

Using  $r_0 = 0.7R$  and  $\cos \vartheta_0 = 0.6$  we obtain with a hand calculator for  $R^3 H_{\varphi} / t H_p$  and for the multiplication factor per year  $X$  the results listed in table 1.

Using  $r_0 = 0.5R$  to see the effect of using a different  $r_0$  yields for  $R^3 H_{\varphi} / t H_p$  and for  $X$  the results listed in table 2.

In all cases the general trend is the same: no growth at the equator ( $\vartheta = 90^\circ$ ), a fair growth at latitudes  $10^\circ$ , the largest growth at  $20^\circ$  and further a decrease to very slow growth (or even reversing growth) near  $\vartheta_0$ . For the sunspot diagram this seems satisfactory for a first attempt.

**Table 1.** Growth of  $H_{\varphi}$  and amplification factor per year  $X$  (equatorial region) for  $r_0 = 0.7R$ .

$\vartheta$	$r = R$	$X(R)$	$r=0.7R=r_0$	$X(r_0)$
$90^\circ$	0	0	0	0
$80^\circ$	5.55	10.7	6.14	4.0
$70^\circ$	8.71	15.0	8.51	5.0
$60^\circ$	7.74	11.7	5.19	2.7
$50^\circ$	3.22	4.3	-2.85	-1.3

**Table 2.** Growth of  $H_{\varphi}$  and amplification factor per year  $X$  (equatorial region) for  $r_0 = 0.5R$ .

$\vartheta$	$r = R$	$X(R)$	$r = 0.7R$	$X(0.7R)$	$r=0.5R=r_0$	$X(0.5R)$
$90^\circ$	0	0	0	0	0	0
$80^\circ$	4.45	8.6	6.78	4.4	7.23	1.7
$70^\circ$	6.72	11.6	10.41	6.2	10.01	2.2
$60^\circ$	6.72	10.2	9.18	4.8	6.10	1.2
$50^\circ$	3.78	5.0	3.68	1.7	-3.36	-0.6

As  $\omega$  is expressed per year we have  $t$  in the expression for  $H_{\varphi}$  in years too. This means that with a yearly increase by a factor 10 we obtain a multiplication by about 100 in one cycle at latitudes of  $20^\circ$  near the surface. Taking  $H_p/R^3$  as 1 gauss would thus result in 100 gauss at those latitudes. As inside the Sun the seed value of the magnetic field may be easily 50 times larger the result is fair.

Indeed, the growing magnetic flux tube will evolve to larger  $r$  due to the buoyancy force and/or convection, but the growth process continues more or less at the same trend for all latitudes below  $30^\circ$ . That the sunspots near  $30^\circ$  appear first may be due to a hampering effect of the centrifugal force close to the equator. Indeed, around the equatorial plane the angular frequency increases, which counteracts the buoyancy force when magnetic flux tubes with plasma are rising toward the surface. The fact that larger sunspots appear during the second half of a cycle and precisely in the latitude region from  $15^\circ$ – $25^\circ$  may be seen as a confirmation of this effect: the field needed a longer time to overcome the adverse angular frequency gradient and thus grew stronger, resulting in larger sunspots.

For latitudes near  $40^\circ$  the growth is reversed when the flux tube is rising from  $r_0$  to  $R$ , resulting in very poor total gain: see below.

### 6. Growth, improved version: equatorial and mid latitudes

Using eqs. (7), (11), (12) and (14) as above, but with  $b = 0.87$ , we obtain

$$H_\varphi = \frac{5.77 H_p t \sin \vartheta \cos \vartheta}{r^3 (R - r_0) \cos^2 \vartheta_0} \left[ r (\cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta) (1 + 0.87 \cos^2 \vartheta) + (r - r_0) \sin^2 \vartheta (1 - 0.87 \cos^2 \vartheta + 1.74 \cos^2 \vartheta) \right] \quad (17)$$

Proceeding as above with  $r_0 = 0.7R$  and  $\cos \vartheta_0 = 0.6$  we obtain for  $R^3 H_\varphi / t H_p$  and for  $X$  the results listed in table 3.

Using instead  $r_0 = 0.5R$  and again  $\cos \vartheta_0 = 0.6$  we obtain for  $R^3 H_\varphi / t H_p$  and for  $X$  the results listed in table 4.

For low latitudes the general trend is the same as with the approximate expression above. However, even at  $30^\circ$  the correction is already serious, so it was worth to make the comparison. Clearly  $\vartheta_0$ , marking the region where  $\partial_r \omega = 0$ , corresponds to a separation between two regions with different character, the sunspot region and the polar faculae region. It may be noted that in the region around  $\vartheta_0$  the field may grow for lower values of  $r$ , while close to the surface it grows in the opposite sense, thus (when the flux tube is rising to the surface) decreasing the first increase, clearly resulting in poor magnetic activity. This gives a latitude band clearly dividing the polar faculae region and the sunspot region, although basically they are generated by the same mechanism.

Remark that  $H_\varphi$  is proportional to  $\sin \vartheta$ , thus yielding opposite results in both hemispheres. Taking  $r_0 = 0.5R$  yields in general a smaller amplification. Note that for high latitudes and close to the tachocline ( $r_0 = 0.7R$ ) the growth may be quite fast too.

Although the approximation for  $\omega$  may be rather poor for the high latitudes this trend may be partially real. In fact at the higher latitudes the angular frequency is decreasing with distance from the axis. Thus the centrifugal force is helping the buoyancy force there. It follows that the rising magnetic flux and plasma tubes

pop up rather easily and quickly, resulting in less time to grow, thus resulting in weaker fields and smaller areas (polar faculae) than in the equatorial region (sunspots). Moreover, as the time spend by a rising flux and plasma tube at the high latitudes is presumably short near the solar surface the growth rates near  $r = R$  have there little effect on the magnetic phenomena coming from deeper regions. However, these growth rates near the surface may be important for surface phenomena, like the background magnetic field, which is maybe generated high in the convective zone and not at its bottom.

**Table 3.** Growth of  $H_\varphi$  and of the amplification factor per year  $X$  (from equator to pole) for  $r_0 = 0.7R$ .

$\vartheta$	$r = R$	$X(R)$	$r = 0.7R$	$X(0.7R)$
90° (eq.)	0	0	0	0
80°	5.04	9.7	6.30	4.1
70°	8.63	14.9	9.37	5.5
60°	8.93	13.5	6.32	3.3
50°	4.60	6.1	-3.81	-1.7
40°	-1.15	-1.4	-18.3	-7.6
30°	-2.97	-3.3	-30.3	-11.6
20°	-3.75	-3.9	-32.2	-11.7
10°	-1.56	-1.6	-20.9	-7.2
0°	0	0	0	0

**Table 4.** Growth of  $H_\varphi$  and amplification factor per year  $X$  (from equator to pole) for  $r_0 = 0.5R$ .

$\vartheta$	$r = R$	$X(R)$	$r = 0.7R$	$X(0.7R)$	$r = 0.5R = r_0$	$X(0.5R)$
90°	0	0	0	0	0	0
80°	3.81	7.3	6.06	4.0	7.40	1.8
70°	6.80	11.7	10.34	6.1	11.0	2.4
60°	7.69	11.6	10.59	5.5	7.42	1.4
50°	5.36	7.1	5.26	2.4	-4.48	-0.7
40°	2.91	3.5	1.08	0.4	-21.5	-3.2
30°	-0.40	-0.4	-3.84	-1.5	-35.6	-4.9
20°	-1.72	-1.8	-4.72	-1.7	-38.0	-5.0
10°	-0.86	-0.9	-1.91	-0.7	-24.6	-3.1
0°	0	0	0	0	0	0

The helping hand of the centrifugal force to the buoyancy force may explain too that the polar faculae cycle precedes the sunspot cycle by about 5 years as clearly shown in several papers (Makarov, Makarova and Sivaraman, 1989;

Makarov and Makarova, 1996; Makarov, Tlatov and Sivaraman, 2003; Makarov, Tlatov and Callebaut, 2004; Makarov, Makarova and Callebaut, 2005). Makarov now uses the polar phenomena with success to predict the behavior of the next sunspot cycle (maximum Wolf number and peaks in the monthly Wolf numbers).

The calculations were made for some values of  $r$ , showing that the whole  $r$  domain has roughly a similar tendency on the growth of the magnetic field from  $r_0$  to  $R$ , except near  $\vartheta_0$ , where the amplification may reverse sign. However, it is possible that the main seed field is situated mainly in a small spherical shell (near  $0.7R$ ), while additional seed fields of various structures are distributed over the whole convective zone as leftovers from previous magnetic activity. Allowing then  $H_p$  to oscillate with a period of 11 years in the narrow bottom layer of the convective zone may explain the variation in polarity of the sunspot pairs, from one cycle to next one. However, an oscillating  $H_p$  requires a physical explanation maybe related to the overshooting from the radiative zone. Note that we have assumed  $\omega$  to be independent of time, but this is not inconsistent with a time dependent  $H_p$ . A time dependent theory is intended in a subsequent paper.

The qualitative agreement of the model with the sunspot and polar faculae cycles requires reflection. The shape of the magnetic field given by eqs.(5)-(7) may be improved somewhat by including resistivity and the  $\alpha$ -effect. The shape of  $\omega$  may be improved somewhat, especially at higher latitudes. However, the main uncertainty lies in the choice of a bipolar magnetic field as the seed field. It is not fully arbitrary, as the conservation of flux (with  $\partial_\varphi = 0$ ) links the two components  $H_r$  and  $H_\theta$ , so that only one is really free. Moreover, most planets, more or less rotating as solids, have a bipolar field, at least near their surface. Hence the solar radiative zone, rotating nearly as a solid body, may very well have a bipolar field, at least to a fair approximation, although the generating mechanism in the center may be different from planets. This bipolar field may be relatively weak as the magnetic axis and the axis of rotation of the Sun may nearly coincide as there is a fairly good symmetry of the magnetic phenomena in both hemispheres. (For Saturn the angle between both axes is about one degree and Saturn, in spite of its fast rotation, has a very weak field in comparison with Jupiter or the Earth.) Thus the radiative core of the Sun may be able to provide the lower side of the tachocline continuously with a bipolar seed field. There it may grow over long periods to very high fields.

As a possibility to explain the alternating polarity during subsequent cycles we may consider overshooting of matter (as a kind of spikes or bends). This overshooting from the radiative zone in the convective one and vice versa may then yield oscillating fields, as a bend upwards alternates the direction of the field with respect to a bend downwards. These bends yield flux tubes which peel off from the tachocline and ultimately reach the solar surface. The period of 22 years has then still to be calculated as a small oscillation from the core and ra-



diative zone of the Sun. Thus, although the bipolar field and the amplification mechanism act as described above in a continuous way, the popping up of bends and spikes now and then and here and there yield an ensemble of spots and polar faculae showing up in their respective butterfly diagrams and not as single blobs

## 7. Conclusions

We have considered a bipolar seed field. Some arguments in favor of this choice are given. Moreover we constructed a rough analytical expression for the differential rotation, using some observational data. Using those in the mathematical result for the kinematic dynamo (Callebaut, 2005) we found that the field may grow up to a factor one hundred during one solar cycle at the latitudes around  $20^\circ$ . We obtained, without using yet the  $\alpha$ -effect, a qualitative correspondence for two of the main features of the solar activity depending on the latitude: the sunspot and polar faculae activities are explained by the same mechanism, but with some latitude gap between them due to the reverse of sign of  $\partial_r \omega$  near latitude  $38^\circ$ . Making the bold (and still difficult to explain) hypothesis that the bipolar seed field oscillates with a period of 22 years would even allow to explain the magnetic cycle. Moreover, it turned out that the poleward migration of the circulation is not essential for the generation of the magnetic field.

## Acknowledgments

One of us (D.K.C.) is grateful to his colleague (V.I.M.) for very kind hospitality. This work has been done partly under partly financial support RFBR, grant 05-02-16229.

## References

1. *Bisnovatyi-Kogan*, 1977, Reference lost.
2. *Callebaut, D.K.* 2005, *Solar Phys.*, to appear.
3. *Callebaut, D.K. and Makarov, V.I.* 1992, *Solar Phys.* **141**, 381.
4. *Chandrasekhar, S.* 1961, *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability* (Oxford at the Clarendon Press), 146.
5. *Kosovichev, A.G., Schou, J., Scherrer, P.H. and 31 co-authors* 1997, *Solar Phys.* **170**, 43.
6. *Makarov, V.I., and Callebaut, D.K.* 2005, *Solar Phys.*, submitted.
7. *Makarov, V.I., Callebaut and Tlatov, A.G.* 1997, *Solar Phys.* **170**, 373.
8. *Makarov, V.I. and Makarova, V.V.* 1996, *Solar Phys.* **163**, 267.
9. *Makarov, V.I. and Makarova, V.V.* 1998, *ASP Ser.* **140**, 347.
10. *Makarov, V.I. and Makarova, V.V.* 1999, in: A. Wilson (ed.) *Proc. 9th European Meeting on Solar Physics* (ESA SP-448), p. 121.
11. *Makarov, V.I., Makarova, V.V. and Callebaut, D.K.* 2005, *Solar Phys.*, submitted.
12. *Makarov, V.I., Makarova, V.V. and Sivaraman, K.R.* 1989, *Solar Phys.* **119**, 45.

13. *Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K., Obridko, V.N. and Shelting, B.D.* 2001, *Solar Phys.* **198**, 409.
14. *Makarov, V.I., Tlatov, A.G. and Callebaut, D.K.* 2002, *Solar Phys.* 206, 383.
15. *Makarov, V.I., Tlatov, A.G. and Callebaut, D.K.* 2004, *Solar Phys.* **224**, 49.

## **LORENTZ FORCE FROM GENERATED MAGNETIC FIELD**

**Callebaut D.K.<sup>1</sup> and Makarov V.I.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Phys. Dept., CDE, University of Antwerp, B-2610 Antwerp, Belgium.*

*E-mail: Dirk.Callebaut@ua.ac.be*

<sup>2</sup>*Pulkovo Astronomical Observatory, 196140, Saint Petersburg, Russia.*

*E-mail: makarov@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*Given an arbitrary azimuthal angular frequency  $\omega(r, \vartheta)$  and the initial magnetic field we can write immediately the exact solution for  $\mathbf{H}$  in spherical coordinates (Callebaut, 2005). We may then obtain the current density  $\mathbf{j}$  and thus the Lorentz force. It turns out that generally the  $r$  and the  $\vartheta$  component have a part which is quadratic in time while the azimuthal component is proportional to time. For the generating bipolar field considered (Callebaut, 2005) we calculate the components explicitly and list them for the bottom of the convective zone and at the surface for latitudes from equator to pole. We make some energy comparisons too.*

### **Introduction**

Magnetohydrodynamics (MHD) is based on the following subset of the full system of equations:

$$\partial_t \mathbf{H} = \text{curl}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}) - \text{curl}(\eta \text{curl} \mathbf{H}), \quad (1)$$

$$\text{div} \mathbf{H} = 0, \quad (2)$$

which contains only  $\mathbf{H}$  from the electromagnetic quantities and only the velocity  $\mathbf{v}$  from the hydrodynamical ones. ( $\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}$ , with  $\mu$ , the magnetic permeability, taken as constant;  $\mu = 4\pi 10^{-7}$  kgm/C<sup>2</sup> (or henry/m) in vacuum; SI units). Through  $\mathbf{v}$  the full set of hydrodynamic equations are linked with the evolution equation (1). We consider here ideal MHD (zero resistivity) and thus the last term in eq. (1) vanishes ( $\eta$  is the resistivity). The current density is given by

$$\mathbf{j} = \text{curl} \mathbf{H}, \quad (3)$$

The current affects the motion as it appears in the Lorentz force. This Lorentz force may act on the plasma in the flux tubes and help it to reach the solar surface or counteract it, depending on the localization. It may contribute to a poleward motion or one toward the equator. Moreover, it may enhance the (differen-

tial) rotation of the Sun or slow it down. All these effects may vary with the depth under the solar surface, the latitude and even the azimuth. We use spherical coordinates  $(r, \vartheta, \varphi)$ . Callebaut (2005) obtained an exact solution of eqs. (1) and (2) and applied it, using a bipolar seed field, in the convective zone with a qualitative agreement for the sunspot cycle and the polar faculae cycle. Hence it seems useful to calculate for that case the Lorentz force and to see what effect it has on the plasma filling the magnetic flux tubes.

The plan of the paper is as follows. In section 2 we recall briefly the results for an exact solution of the kinematic dynamo (Callebaut, 2005). In section 3 we derive the general time dependence of the Lorentz force and illustrate it with an example. In section 4 we investigate more closely the relations and consider numerical examples. Section 5 gives the conclusions.

### 1. Exact solution for $\mathbf{H}$ from $\omega(\mathbf{r},\theta)$

Suppose that the velocity (due to the inertia of the matter) is purely azimuthal

$$v_\varphi = r\omega(r, \theta)\sin\theta, \quad (4)$$

with angular frequency  $\omega$  which is an arbitrary function of  $r$  and  $\theta$  only. We have shown (Callebaut and Callebaut, 1991; Callebaut, 2005) that the integration of the equations of the kinematic dynamo leads to (omitting periodic terms)

$$H_r = -(\partial_\theta \Phi) / r^2 \sin\theta, \quad (5)$$

$$H_\theta = (\partial_r \Phi) / r \sin\theta, \quad (6)$$

$$H_\varphi = -tJ / r, \quad (7)$$

where we have abbreviated the Jacobian

$$J = \partial(\omega, \Phi) / \partial(r, \theta), \quad (8)$$

in which  $\Phi(r, \theta)$  is an arbitrary function determined by the initial field. We mention that using a dipolar field for  $H_r$  and  $H_\theta$  allowed growth rates for  $H_\varphi$  that roughly corresponded to the sunspot and polar faculae butterfly diagrams.

## 2. General time dependence

The exact solution given above was obtained for ideal MHD, i.e. equation (1) without resistive term. For the current density we obtain from eqs. (3), (5-7):

$$\mathbf{j} = \left( \frac{\partial_{\mathcal{G}}(\sin \mathcal{G} H_{\varphi})}{r \sin \mathcal{G}}, -\frac{\partial_r(r H_{\varphi})}{r}, \frac{\partial_r(r H_{\mathcal{G}}) - \partial_{\mathcal{G}} H_r}{r} \right), \quad (9)$$

and thus for the Lorentz force  $\mathbf{L} = \mathbf{j} \times \mathbf{B}$ :

$$L_r / \mu = -\frac{H_{\varphi}}{r} \partial_r(r H_{\varphi}) - \frac{H_{\mathcal{G}}}{r} (\partial_r(r H_{\mathcal{G}}) - \partial_{\mathcal{G}} H_r), \quad (10)$$

$$L_{\mathcal{G}} / \mu = \frac{H_r}{r} (\partial_r(r H_{\mathcal{G}}) - \partial_{\mathcal{G}} H_r) - \frac{H_{\varphi}}{r \sin \mathcal{G}} \partial_{\mathcal{G}}(\sin \mathcal{G} H_{\varphi}), \quad (11)$$

$$L_{\varphi} / \mu = \frac{H_{\mathcal{G}}}{r \sin \mathcal{G}} \partial_{\mathcal{G}}(\sin \mathcal{G} H_{\varphi}) + \frac{H_r}{r} \partial_r(r H_{\varphi}), \quad (12)$$

As  $H_{\varphi}$  depends linearly on time, while all other quantities are independent of time, the general time structure of the Lorentz force becomes clear:

$$\mathbf{L} = (\alpha t^2 + \beta, \gamma t^2 + \delta, \kappa t), \quad (13)$$

with  $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \kappa$  functions of  $r, \mathcal{G}$ , but independent of time. Hence the  $r$  and  $\theta$  components of the Lorentz force grow quadratically with time while the azimuthal component grows linearly with time. This contrasts clearly with the  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  drift which started from roughly the generating velocity and then gradually fades away (Callebaut, Karugila and Makarov, 2005). Obviously the Lorentz force will be much more important than the drift velocity in order to affect the behavior of the flux tubes filled with plasma. In view of the quadratic time dependence the influence will be rather abrupt: the Lorentz force is first too weak to affect the motion seriously, but after some time it becomes sufficiently strong to cause a kind of bursting. However, this is dependent on the localization and this makes plausible that the sunspots and polar faculae appear at the solar surface at times which depend on the latitude.

### 3. Illustration using a bipolar seed field

To fix the ideas we consider a simple example. In view of the qualitative success with a bipolar magnetic seed field (Callebaut, 2005) we apply it here to calculate the Lorentz force:

$$H_r = \frac{H_p \cos \vartheta}{r^3}, \quad (14)$$

$$H_\vartheta = \frac{H_p \sin \vartheta}{2r^3}, \quad (15)$$

i.e.

$$\Phi = -\frac{H_p \sin^2 \vartheta}{2r}, \quad (16)$$

This yields  $j_\varphi = 0$ , which simplifies the expressions for  $L_r$  and  $L_\vartheta$  considerably.

For the Jacobian we obtain

$$J = -(2r \cos \vartheta \partial_r \omega + \sin \vartheta \partial_\vartheta \omega) \frac{H_p \sin \vartheta}{2r^2}, \quad (17)$$

Next we use the simplified expression for the angular frequency  $\omega(r, \vartheta)$  per year

$$\omega = \omega_0 - 5.77 \frac{(r - r_0)(\cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta)}{(R - r_0) \cos^2 \vartheta_0}, \quad (18)$$

Yielding

$$H_\varphi = 5.77 H_p t \frac{\sin \vartheta \cos \vartheta (\cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta + \frac{(r - r_0) \sin^2 \vartheta}{r})}{r^2 (R - r_0) \cos^2 \vartheta_0}. \quad (19)$$

We put

$$A = \frac{5.77 H_p t}{(R - r_0) \cos^2 \vartheta_0^2}, \quad (20)$$

and thus

$$L_r / \mu = \frac{A^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta}{r^5} \left( \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta + \frac{(r - r_0) \sin^2 \vartheta}{r} \right) \times \left( \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta - \frac{(r - 2r_0) \sin^2 \vartheta}{r} \right), \quad (21)$$

$$\begin{aligned}
L_g / \mu = & -\frac{A^2 \sin \vartheta \cos \vartheta}{r^5} \left( \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta + \frac{(r-r_0) \sin^2 \vartheta}{r} \right) \times \\
& \times \left( (2 \cos^2 \vartheta - \sin^2 \vartheta) \left( \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta + \frac{(r-r_0) \sin^2 \vartheta}{r} \right) + \right. \\
& \left. + 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta \left( 2 - \frac{r_0}{r} \right) \right), \quad (22)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
L_\varphi / \mu = & \frac{AH_p \sin \vartheta}{2r^5} \left( (2 \cos^2 \vartheta - \sin^2 \vartheta) \left( \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta + \frac{(r-r_0) \sin^2 \vartheta}{r} \right) + \right. \\
& \left. + 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \vartheta \left( 2 - \frac{r_0}{r} \right) - 2 \cos^2 \vartheta \left( \cos^2 \vartheta_0 - \cos^2 \vartheta - \frac{(r-2r_0) \sin^2 \vartheta}{r} \right) \right), \quad (23)
\end{aligned}$$

We have made the numerical calculation with a hand calculator first for  $r = r_0 = 0.7R$ . We have then:  $A = 53.4H_p t/R$  and  $A^2/r_0^5 = 17 \times 10^3 (H_p t/R^3)^2$ . The results for the components of  $\mathbf{L}$  for various values of  $\theta$  are given in Table 1. The dimension of  $|\mathbf{L}|$  is a force density, hence not in Newton, but in  $kg/y^2 m^2$ . Note that the time unit is a year, not a second, as  $\omega$  is given per year. Moreover, we recall that  $L_\varphi$  is proportional with  $t$ , while the other components are proportional with  $t^2$ . It is clear from the tables that  $L_\square$  is in general much smaller than the other components, and as it is proportional with  $t$  only, its effect is minor. The tables show that the value of the components vary sometimes rapidly with the co-latitude so that we should rather work with steps of  $5^\circ$  instead of  $10^\circ$ . Moreover, we have used an approximation for  $\omega$  which is accurate in the sunspot region only, so that an improved calculation should be carried out. However, the purpose here is to get a first impression.

In fact, to judge the importance of the Lorentz force, it should be compared to the other relevant forces, in particular gravity, pressure gradient, buoyancy force and convection. Let us compare here the energy densities of gravity (or pressure, as the are very nearly in balance) and magnetic field at the bottom of the convective zone (tachocline) and at the limb of the Sun. With obvious notations we have the following energy densities in  $J/m^3$ :

$$e_{gb} = \rho_b \phi_b \approx \rho_b \frac{GM}{0.7R} \approx 2 \cdot 10^{13}, \quad (24)$$

$$e_{gl} = \rho_l \phi_l \approx \rho_l \frac{GM}{0.7R} \approx 2 \cdot 10^7, \quad (25)$$

with  $\rho_b = 100kg/m^3$  or  $0.1g/cm^3$  and  $\rho_l = 10^{-4}kg/m^3$  or  $10^{-7}g/cm^3$  Moreover,

$$e_{mb} = \mu H_b^2 / 2 \approx 10^8, \quad (26)$$

with  $B_b = 20$  tesla or  $2 \cdot 10^5$  gauss. Moreover,

$$e_{mb} = e_{ml} = \mu H_b^2 / 2 \approx 10^5, \quad (27)$$

with  $B_b = B_l = 0.5$  tesla or  $5 \cdot 10^3$  gauss.

It is clear that the magnetic energy density is always at least two orders of magnitude smaller than the gravitational one and that at the tachocline it is even 5 orders of magnitude smaller. However, as pressure and gravity keep each other in balance to a high degree of approximation, a small supplementary force may be relevant in helping the convection to bring flux tubes to the surface or to counteract this. It may be noted that the Lorentz force contains a pressure gradient ( $-\text{grad} \mu H^2 / 2$ ) and another term ( $\mu \mathbf{H} \cdot \text{grad} \mathbf{H}$ ). The pressure gradient makes the tubes expand and thus contributes to the buoyancy force. The other contribution is partially a tension along the field lines (moreover canceled by the corresponding component of the magnetic pressure) and partially a contribution due to the bending of the field lines, fairly irrelevant for quasi-straight flux tubes. Next it may be remarked that if the magnetic field is force-free or nearly force-free, the corresponding force is much smaller than what the magnetic energy density might suggest. However, from the numerical example it seems that the magnetic field is mostly not close to a force-free configuration except maybe for some narrow latitude band.

**Table 1.** The components of  $L$  for  $r = r_0 = 0.7R$ .

$\vartheta$	$L_r / \mu(H_p t / R^3)^2$	$L_\vartheta / \mu(H_p t / R^3)^2$	$L_\varphi / \mu(H_p t / R^3)^2$
90°	0	0	0
80°	-110	230	-31
70°	-260	-65	32
60°	-230	-280	93
50°	130	190	121
40°	600	570	108
30°	800	-310	67
20°	560	-184	26
10°	200	-185	4
0°	0	0	0



**Table 2:** The components of  $L$  for  $r = R$ .

$\vartheta$	$L_r / \mu(H_p t / R^3)^2$	$L_\vartheta / \mu(H_p t / R^3)^2$	$L_\varphi / \mu(H_p t / R^3)^2$
90°	0	0	0
80°	-0.2	20	56
70°	0.8	-65	350
60°	12	-79	660
50°	40	-197	762
40°	95	-198	641
30°	123	-28	397
20°	90	321	146
10°	32	315	21
0°	0	0	0

#### 4. Conclusions

Using the exact solution for the magnetic field of the kinematic dynamo without resistivity (Callebaut, 2005) we derived the general shape of the Lorentz force. It turns out to have a radial and a latitude component which are quadratic in the time, while the azimuthal component is linear in the time. The latter is moreover smaller in absolute value (for the numerical case: see above) and is thus probably less important, while it is to be expected that both other components become increasingly relevant after a certain time.

We have calculated the components of the Lorentz force using the exact solution for the magnetic field as mentioned above and applied to the case which was based on a bipolar initial field and on an approximate expression for the differential rotation. It turns out that even for huge magnetic fields the gravitational and pressure forces are much larger, but as those cancel each other to a large extent, the Lorentz force may be relevant in helping the convection to bring plasma to the surface of the Sun.

#### Acknowledgments

One of us (D.K.C.) is grateful to Prof. Dr. V. I. Makarov and the Central Astronomical Observatory, Pulkovo, St. Petersburg, Russia, for hospitality. One of us (V. I. M.) was supported by the Russian Fund of Basic Research (projects 05-02-16229) and the Program of the Russian Academy of Sciences.

#### References

1. *Callebaut, D.K.*: 2005, *Solar Phys.*, submitted.

2. **Callebaut, D.K. & Callebaut, A.K.:** 1991, in *Proc. 10th European School on Plasma Physics, Tbilisi, Georgia* N. L. Tsintsadze (ed.) (World Scientific: Singapore) p. 303.
3. **Callebaut, D.K., Karugila, G.K. and Makarov, V.I.:** 2005, in these Proc. of IX Pulkovo International Conference on Solar Physics: *Solar Activity as a Factor of Cosmic Weather*.

## **СОЛНЦЕ СРЕДИ АКТИВНЫХ ЗВЕЗД ПОЗДНИХ СПЕКТРАЛЬНЫХ КЛАССОВ: НОВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ**

**Кацова М.М.<sup>1</sup>, Лившиц М.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>ГАИШ

<sup>2</sup>ИЗМИРАН

## **THE SUN AMONG ACTIVE LATE-TYPE STARS: NEW RESULTS**

**Katsova M.M.<sup>1</sup>, Livshits M.A.<sup>2</sup>**

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

<sup>2</sup>*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences*

### **Abstract**

*New data on the X-ray and optical activity for about 1000 late-type stars give us a possibility to investigate a part of the energy spending for the coronal heating and to compare it with the chromospheric activity indices. Firstly, the stars with excellent-pronounced cyclic activity are analyzed. Most of stars from this group are K dwarfs with rotational periods from 20 to 60 days. The Sun among them is a hotter star, rotating comparatively faster, while the solar spots cover relatively less spot area. The last is due to the fact that the part of the energy that spends to the X-ray radiation of the Sun, is less than the  $L_X/L_{bol}$  ratio for all active stars including those with cycles. At once the solar chromospheric radiation differs only slightly from this emission of other late-type stars. We discuss features of the dynamo process, which can be a cause of such behaviour of radiation of stellar outer atmospheres. Given analysis allows us to look at the problem of the coronal heating another way. It is possible to trace a weak, "basal" level of the heating of the outer atmosphere without magnetic fields, as well as non-stationary, flaring heating during phenomena happening in these magnetic fields of various scales.*

В последние годы получен и осмыслен большой объем новой информации о рентгеновском излучении поздних звезд. Фактически завершен анализ большого массива данных со спутника *ROSAT* для поздних звезд солнечной окрестности, и база данных *NEXXUS* (*Nearby X-ray and XUV-emitting Stars*) стала доступной для использования [1].

С другой стороны, новое массовое исследование хромосферной активности, существенно расширившее рамки известного НК проекта обсерватории *Маунт Вилсон*, предпринято Райтом и др. [2] по архивным спектрам, полученным при выполнении программы поиска планет около ближайших звезд. В результате количество изученных звезд возросло на порядок и превысило 1000 объектов.

Здесь продолжен начатый нами в работе [3] сравнительный анализ коронального и хромосферного излучения Солнца и поздних звезд. Рассмотрение [3] относилось к 111 звездам НК – проекта. При этом были выявле-

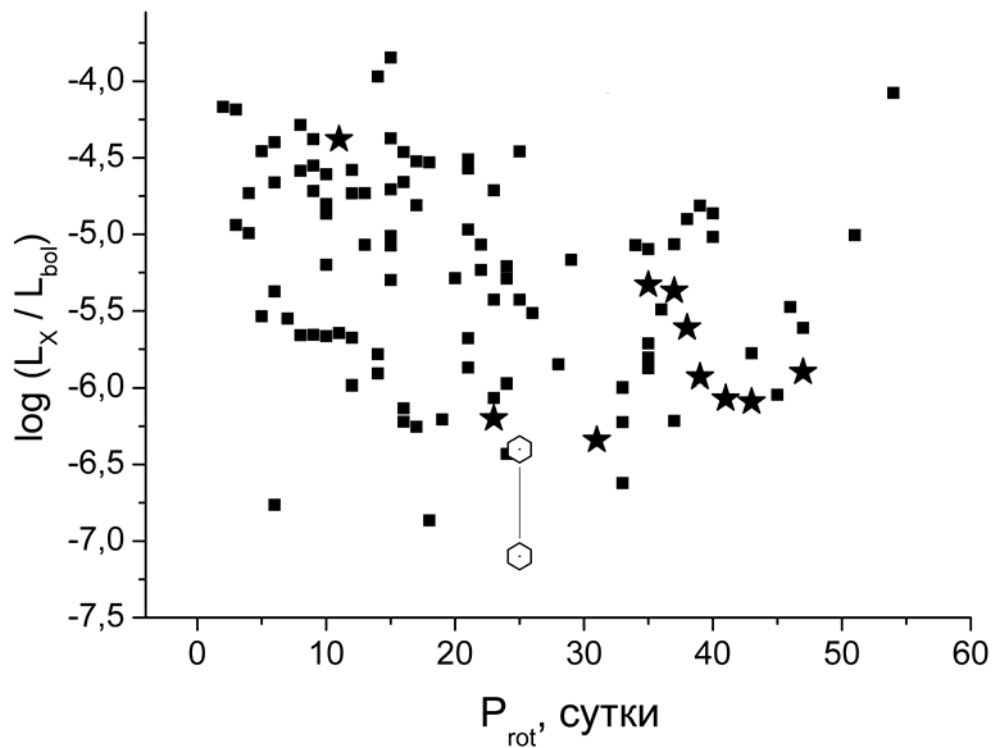
ны основные группы: F и частично G звезды с высокой нерегулярной активностью, G и K звезды с циклами типа солнечного, к третьей группе относятся активные красные M карлики, характеризующиеся многочисленными нестационарными явлениями. Появившиеся новые данные позволяют более детально проанализировать группу звезд с циклами, выяснить место Солнца среди этих звезд и попытаться понять различия физических процессов типа солнечной активности, развивающихся на звездах. Новый подход дает возможность рассмотреть проблему нагрева солнечной и звездной корон с более общих позиций, причем удастся оценить относительный вклад различных типов нагрева (акустического, в магнитных петлях и вследствие субвспышек) корон звезд с разным уровнем активности.

Мы использовали данные Райта и др. [2], дополнив их информацией о рентгеновских и болометрических светимостях, а также уточнили несколько значений периодов вращения. Красные карлики в данном анализе не рассматриваются в силу отсутствия для них значений характеристик хромосферного излучения по отношению к непрерывному излучению фотосферы этих звезд.

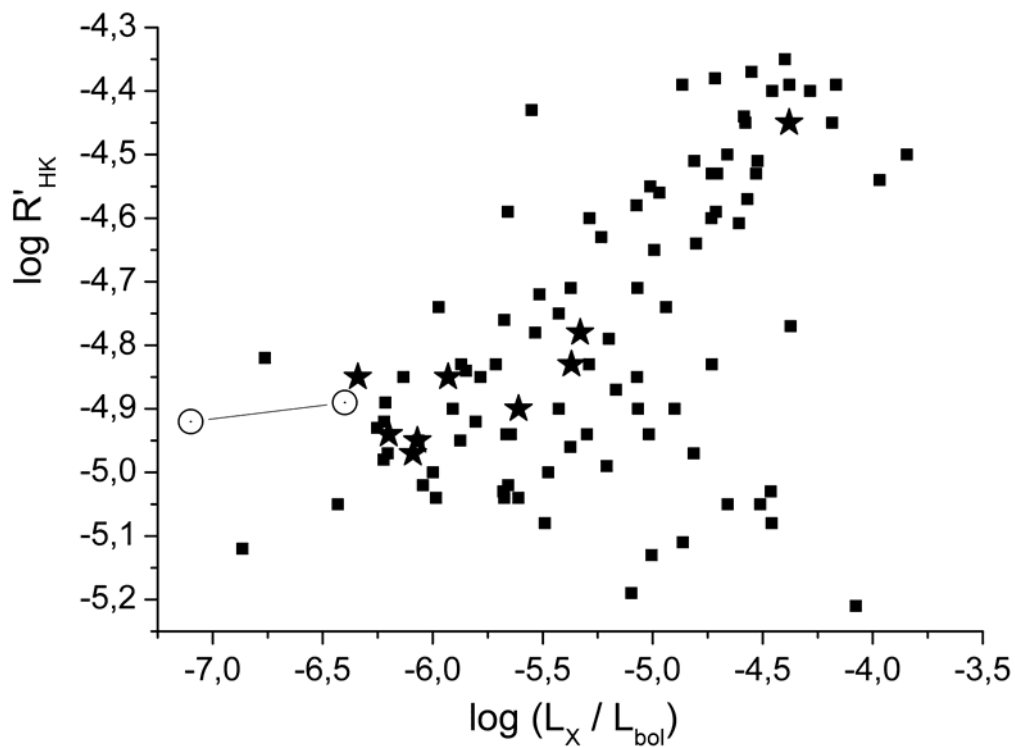
Отношения рентгеновской светимости к болометрической в зависимости от периодов осевого вращения представлены на рис.1. Используются данные о мягком рентгеновском излучении в диапазоне 0.1–2.4 кэВ спутника *ROSAT*. Известный результат о том, что мощность корон возрастает при увеличении скорости вращения, здесь выражен отчетливо. На рис.1 отмечены звезды с хорошо выраженными циклами активности, и для Солнца приведены значения в максимум и минимум цикла, пересчитанные к диапазону *ROSAT*. Видно, что все звезды с циклами вращаются медленно, с периодами 20–50 дней, причем основная группа – это K звезды с периодами вращения более 30 дней. Единственным исключением, отмеченным нами и ранее [3], является звезда V 2292 Oph с хорошо выраженным циклом длительностью 10.9 лет. Период вращения этой звезды составляет 11 дней, что обуславливает наблюдаемое высокое отношение рентгеновской светимости к болометрической.

Сопоставление активности в хромосфере и короне представлено на рис.2. Массивы звезд на рис. 1 и 2 несколько различаются ввиду разного набора наблюдательных данных. Здесь явно видно, что полное излучение солнечной хромосферы практически не отличается от соответствующих величин для звезд с хорошо выраженными циклами. С другой стороны, из обоих рисунков следует, что мягкое рентгеновское излучение солнечной короны в максимум цикла приближается к нижней границе значений для других звезд с циклами. Сравнение отношения рентгеновской светимости к болометрической для Солнца и среднего значения этой величины для звезд с циклами (без учета звезды V 2292 Oph) показывает, что эти вели-

чины различаются примерно на один порядок. Ранее считалось, что солнечная корона существенно слабее звездных, что связано с тем, что,



**Рис.1.** Зависимость мощности излучения корон от периода вращения. Циклическая активность отмечена звездочками, для Солнца приведено два значения.



**Рис.2.** Сопоставление хромосферной и корональной активности.

во-первых, до сих пор наблюдались только звезды с достаточно высоким уровнем активности, а, во-вторых, с недоучетом различия диапазонов рентгеновского излучения приборов, регистрирующих солнечное и звездное корональное излучение. В настоящее время появилась возможность учесть такое различие, поскольку спектральные данные позволяют достаточно надежно определять температуры звездных корон.

Привлечение новых данных о звездной активности позволяет сделать выводы об уровне излучения внешней атмосферы Солнца и активных поздних звезд с гораздо большей определенностью, чем ранее. Кроме того, здесь удалось выявить большую группу звезд, уровень активности которых очень близок к солнечному. Для десяти процентов этих звезд в течение последних десятилетий проводился мониторинг оптического излучения. По данным о фотометрической переменности удается оценить долю площади полусферы, занимаемой пятнами. Оказывается, что эта величина меняется постепенно от солнечных значений (0.3 процента) до нескольких процентов для звезд со слабой активностью, а затем резко возрастает до десятков процентов у сильно запятненных звезд, исследованных ранее Алексеевым и Гершбергом [4]. Этот вопрос детально обсуждается в докладе Бруевич и Алексеева [5] (в этом томе).

Рентгеновские данные, получаемые уже свыше десяти лет, дают возможность выявить переменность коронального излучения ряда поздних звезд. При этом удалось обнаружить циклические изменения рентгеновского излучения. Прежде всего, по данным *ROSAT (HRI)* у компонент А и В двойной звезды 61 Cyg (K5+K7), находящихся на расстоянии 26 угловых секунд друг от друга, зарегистрированы рентгеновские циклы длительностью 7 и 12 лет соответственно, которые одновременно присутствуют и в хромосферном излучении [6].

Кроме того, по наблюдениям на спутнике *XMM-Newton* у звезды HD 81809 спектрального класса G2 прослеживаются циклические изменения рентгеновского излучения, период которых по соответствующим хромосферным данным составляет 8.2 года [7].

Амплитуда обнаруженных рентгеновских циклов (при пересчете к тому же энергетическому диапазону) оказывается сравнимой с показанной на рис. 1 и 2 для Солнца. Это является дополнительным свидетельством в пользу того, что Солнце – это обычная активная звезда.

Заметим, что такое совпадение должно быть характерно только для рассматриваемой мягкой области спектра. В более жесткой области амплитуда циклических изменений активных звезд должна сильно превышать то, что наблюдается на Солнце, поскольку горячие элементы содержатся в звездных коронах в большем количестве. Об этом свидетельствуют спектры излучения звездных корон, полученные на спутниках *XMM-Newton* и *Chandra*, например, для звезд  $\epsilon$  Eri и  $\xi$  Boo. Их анализ показывает, что ме-

ры эмиссии корон даже у достаточно спокойных звезд примерно в 30 раз превышают солнечное значение, а температуры достигают 10 МК. Вклад элементов с температурами около 10 МК на коротковолновом краю регистрируемого спектра оказывается доминирующим. Но он сильно зависит от уровня активности, который изменяется в ходе звездного цикла, и это должно приводить к большому различию потоков жесткого излучения в минимум и максимум цикла.

Таким образом, Солнце органично вписывается в последовательность тех активных звезд, у которых происходят циклические изменения основных характеристик излучения и структуры атмосферы. Большинство таких звезд составляют карлики спектрального класса К. Местоположение Солнца среди них частично обусловлено тем, что Солнце относится к спектральному классу G, и свойства ее конвективной зоны и атмосферы отличаются от соответствующих характеристик К звезд. Это отличие меняет условия развития динамо процесса – генерацию и усиление магнитных полей. В частности, при переходе от полностью конвективных М звезд к более горячим звездам с тонкой подфотосферной конвективной зоной, по-видимому, изменяется соотношение между появлением на поверхности локальных и крупномасштабных магнитных полей.

Выяснение места солнечной активности среди процессов на звездах позволяет составить некоторое общее представление о характере нагрева корон. Существует большое количество поздних звезд, где, как и на Солнце в редкие дни глубоких минимумов активности, корона греется за счет выхода акустических возмущений из-под фотосферы. На Солнце вне вспышек и на других звездах с циклами важнее нагрев в корональных петлях. Обнаруженная на Солнце связь яркости корональных образований в зеленой линии 5303 Å с напряженностью магнитного поля [8, 9] свидетельствует об одновременном протекании процессов в локальных и крупномасштабных полях. Это является отличительной чертой, по-видимому, всех звезд с циклами. При переходе к красным карликам постепенно возрастает роль локальных магнитных полей и их нестабильности, и нагрев в корональных петлях сменяется «микрофлэрингом» – нагревом вследствие большого количества очень слабых импульсных вспышек. С другой стороны, длительные нестационарные процессы в крупномасштабных магнитных полях должны быть более существенны для нагрева корон активных F, G карликов и субгигантов. Эти соображения необходимо учитывать при рассмотрении нагрева корон как Солнца, так и других поздних звезд.

Если до сих пор результаты анализа звезд НК проекта (см., например, [3]) связывали низкий уровень активности Солнца, в частности, в рентгеновском диапазоне, практически только с его большим возрастом, то используемые здесь новые данные свидетельствуют о том, что Солнце нахо-

дится на главной последовательности не так давно, как это предполагалось ранее. Не исключено, что выход солнечной активности на асимптотический циклический режим связан не только с возрастом, но и некоторым фактором, вызвавшим дополнительное замедление вращения Солнца. Таким фактором могло быть, например, формирование Солнечной системы с существующим распределением массы.

Работа выполнена в рамках гранта РФФИ 04-02-16068.

### Литература

1. *J.H.M.M. Schmitt, C. Liefke*, 2004. *Astron. Astrophys.* V.417. p.651.
2. *J.T. Wright, G.W. Marcy, R.P. Butler, S.S. Vogt*, 2004, *Astrophys.J. Suppl. Ser.* V.152. P.261.
3. *Е.А. Бруевич, М.М. Кацова, Д.Д. Соколов*, 2001, *Астрон. журн.* Т.78 С.827.
4. *И.Ю. Алексеев, Р.Е. Гершберг*, 1996, *Астрон. журн.* Т.73. С.579.
5. *Е.А. Бруевич, И.Ю. Алексеев*, 2005, доклад в этом томе.
6. *A. Hempelmann, J.H.M.M. Schmitt, S.L. Baliunas, R.A. Donahue*, 2003, *Astron. Astrophys.* V.406. P.L39.
7. *F. Favata, G. Micela, S.L. Baliunas, J.H.M.M. Schmitt, M. Guedel, F.R. Harnden, Jr., S.Sciortino, R.A. Stern*, 2004, *Astron. Astrophys.* V.418. P.L13.
8. *О.Г. Бадалян, В.Н. Обридко*, 2004, *Астрон. журн.* Т.81. С.746.
9. *О.Г. Бадалян, В.Н. Обридко*, 2005, доклад в этом томе.



## **ИМПУЛЬСЫ КОРОНАЛЬНОЙ АКТИВНОСТИ**

**Ким Гун-дер**

*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск*

## **IMPULSES OF CORONAL ACTIVITY**

**Kim Gun-Der**

*Pulkovo Astronomical Observatory, Saint Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*Coronal observations in line 5303 Å at Mountain astronomical Station (Pulkovo observatory) have been used. The period with 1957 for 2004 is investigated. Three dates of occurrence of luminescence Mg and numerous other lines are found out.*

### **Данные и результаты**

В работе приводятся результаты анализа наблюдений короны в линии 5303Å, 6374Å и излучения Mg. Периодическое изменение активности Солнца М.Н. Гневышев назвал импульсом активности Солнца. В данной работе мы употребляем для обозначения всплеска активности триплета Mg и близлежащих линий. Как правило, связь Mg и интенсивности зеленой и красной короны не просматривается, но кривая интенсивности короны явно коррелирует с частотой свечения Mg. В годы минимума активности короны свечение Mg редко и слабо. А в годы максимума активности Солнца частота излучения Mg увеличивается и излучение становится ярким. В такое регулярное колебание частоты излучения Mg вклинилась на короткое время резкая активизация Mg и близлежащих линий. Снимки этих событий показаны на рис. 1, где представлены снимки спектральной короны за 18 апреля 1990 года и 27 августа 1991 года соответственно. За 47 лет наблюдений нами обнаружено всего четыре дня очень высокой корональной активности (18 апреля 1990 г., 26 ноября 1990 г., 27 августа 1991 г. и 24 сентября 1991 г.), поэтому мы не можем сказать ничего о периодичности таких событий. На рис. 2 приведены интенсивности зеленой короны, точками на данном графике обозначены импульсы корональной активности.

Из четырех рассмотренных дней корональной активности при внимательном рассмотрении обнаружены только три дня с корональными импульсами, а 26 ноября 1990 года обнаружено только свечение Fe 5233Å, а излучение в триplete Mg отсутствует. Поэтому для исследования были взяты только три дня наблюдений короны. Было установлено, что импульсы корональной активности сопровождаются активными протуберанцами – сердцами [1].

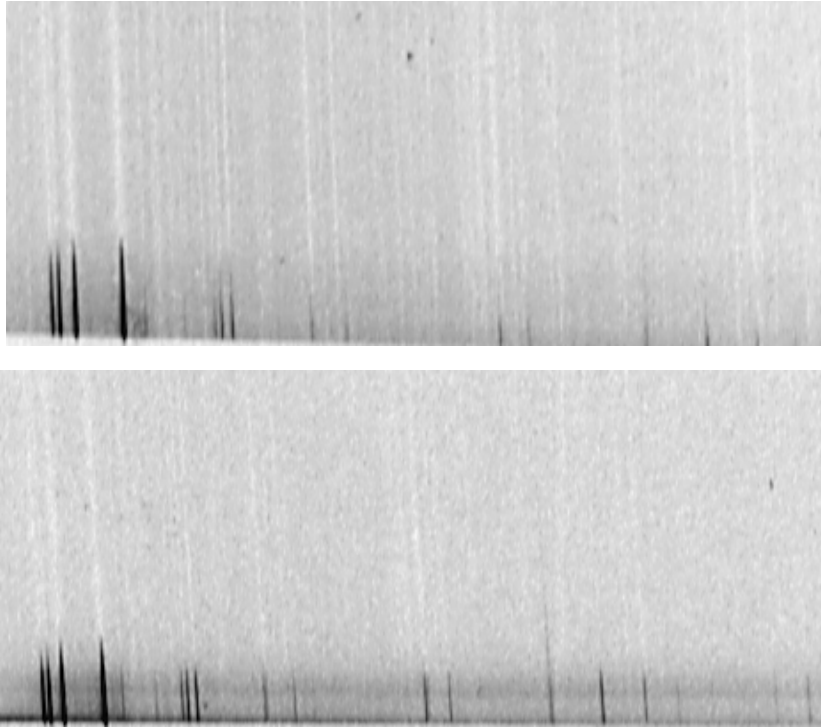


Рис. 1.

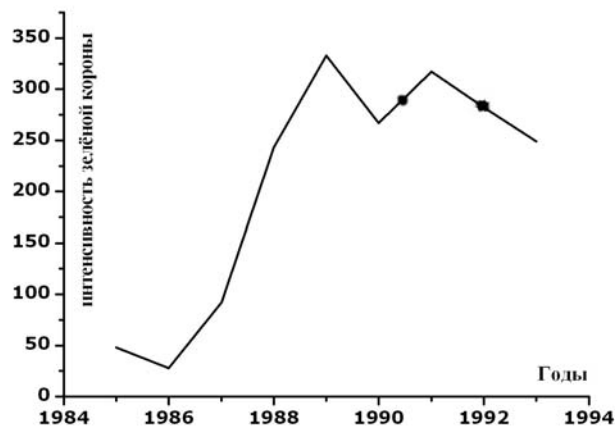


Рис. 2.

### Заключение

1. За период наблюдения короны с июля 1957 года по октябрь 2004 года обнаружены три дня наблюдений, в которые видны одновременное свечение триплета Mg и других, близлежащих линий; это явление названо «импульсами корональной активности» (рис. 1).
2. Импульсы корональной активности сопровождаются появлением активных протуберанцев (серджи).

### Литература

1. *Солнечная и солнечно-земная физика*. Иллюстрированный словарь терминов. А. Бруцек и Ш. Дюран. М.: Мир», 1980, с.106.

## ЦВЕТ «БЕЛОЙ» КОРОНЫ 3 НОЯБРЯ 1994 ГОДА

**Крусанова Н.Л., Бируля Т.А., Ким И.С., Крюкова М.Ю.,  
Попов В.В., Юферев А.О., Хондырев В.К.**

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

## COLOR OF THE WHITE LIGHT CORONA OF NOVEMBER 03, 1994

**Kroussanova N.L., Biroulya T.A., Kim I.S., Kryukova M.Yu.,  
Popov V.V., Yuferev A.O., Khondyrev V.K.**

*Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia*

### Abstract

*Color of the white light corona is still under discussion for the most inner region characterized by arches, loops, surges etc. Quantitative color photometry and computer data reduction were used to obtain the 2D distribution of the relative color index  $C$  ( $I_{red}/I_{blue}$ ) for the corona of November 03, 1994. Reddening is found for the most inner part of the corona as well as for the distances  $>1.3 R_{\odot}$ . "Bluing" effect is noted for the range 1.2-1.3 solar radii. Interpretation based on Doppler effect for electron beams propagating in the corona is suggested.*

### Введение

Прецизионные определения цвета структур «белой» короны могут дать информацию о поле скоростей электронной составляющей корональной плазмы [1], что, в свою очередь, предоставляет возможности поиска наблюдательных проявлений токов. До настоящего времени вопрос о цвете «белой» короны в диапазоне расстояний  $R < 1.5R_{\odot}$ , отсчитываемых от центра Солнца, остается открытым. Спектральные и фильтровые данные, полученные во время полных солнечных затмений, довольно противоречивы [2, 3]. Основные причины, на наш взгляд, обусловлены **неоднозначностью абсолютной калибровки** по серпу Солнца (выполняемой, как правило, во время частных фаз), влиянием **цвета «затменного» неба** (зависящего от состояния атмосферы, высоты Солнца над горизонтом, вклада заревого кольца), трудностями учета **цвета инструментального фона** (определяемого хроматическими аберрациями и, в ряде случаев, качеством юстировки оптической системы).

Согласно современной терминологии, «белая» корона – корона, излучающая в видимом и ближнем инфракрасном (ИК) диапазонах спектра. Излучение белой короны подразделяют на К и F-компоненты. Цвет свечения К-короны обусловлен рассеянием излучения фотосферы на свободных электронах и должен быть подобен солнечному в силу независимости коэффициента рассеяния от длины волны. В этом случае, согласно устояв-

шейся терминологии, говорят о «белом» цвете. Цвет свечения F-короны обусловлен рассеянием на межпланетной пыли, отличен от солнечного в зависимости от размеров пылинок. Можно ожидать, что в диапазоне  $<1.5R_{\odot}$ , где преобладает излучение K-короны, наблюдаемый цвет будет белым. Однако, согласно нашим данным, внутренние области короны 24 октября 1995 г. характеризуются посинением [3].

Ниже приводятся определения цвета внутренней короны, выполненные на основе поляризационного фильма, полученного 03 ноября 1994 г. в г. Крисиума (Бразилия) во время полного солнечного затмения:  $\varphi = 28^{\circ}40'270''$  S,  $\lambda = 49^{\circ}21'360''$  W,  $h_{\odot} = 59^{\circ}$ , длительность полной фазы – 04 мин 04 с, портативный коронограф-поляриметр (1/6, F = 339 мм,  $\text{texr} \approx 0,1$  с), наблюдатель – **О.И. Бугаенко**. Описание инструмента, подробности наблюдений, фотометрической обработки изложены нами ранее [1, 4].

### 1. Алгоритм выделения структуры короны 03 ноября 1994 г.

Очевидно, что сравнительный анализ распределения относительного показателя цвета и структуры короны должен выполняться на материале, полученном с **одинаковым угловым разрешением**. Применение цветной негативной киноплёнки ДС-5М («Свема») позволило использовать для этих целей поляризационные кадры одного фильма. Специальный алгоритм обработки, основанный на графическом пакете Adobe Photoshop 8.0 CS, был разработан нами для выделения структуры короны при наличии изображений, полученных с одной экспозицией. В нашем случае киносъёмка проводилась с экспозицией  $\approx 0.1$  с, использовались 144 кадра: 6 последовательных серий, центрированных относительно середины полной фазы. Алгоритм обработки включал следующие этапы.

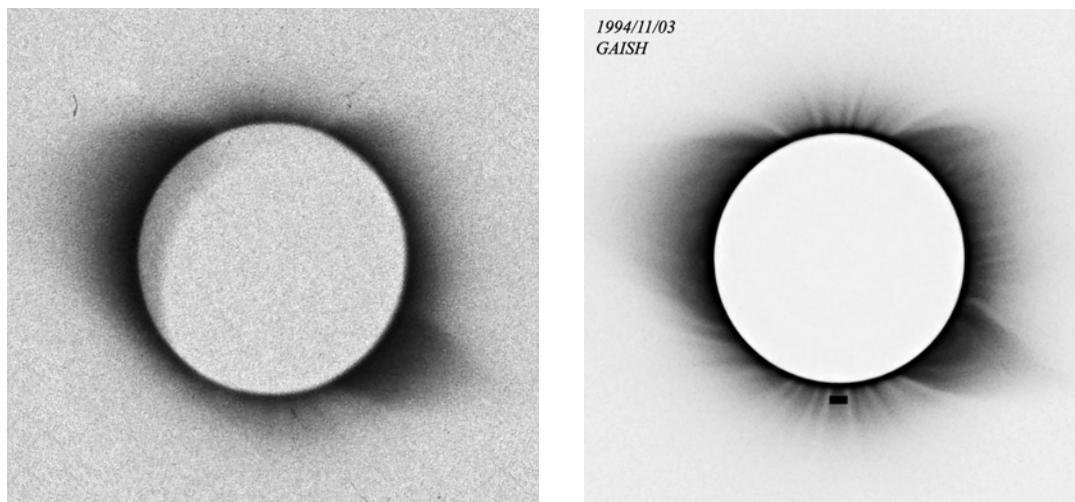
- **Удаление** случайных шумов (дефекты плёнки, пылинки и пр.).
- **Форматирование** по методу "позитив + негатив": первый кадр – шаблон, остальные кадры инвертировались и последовательно накладывались поверх шаблона с оптической плотностью  $\text{Opacity} = 50\%$ . При точном совмещении изображение пропадает.
- **Переход в 16-битный режим**, усреднение кадров. Сканирование можно вести и в 8-битном режиме, т.к. для данной фотоэмульсии (относительно высокая грануляция) не происходит потери информации: много больше одного уровня яркости на 1 пиксель.
- Значительный градиент яркости внутренней короны приводят к «замыванию» структур с высокой плотностью изображения. Наложение кривой «Adjustment layer Curves», имеющей повышенный градиент при больших и малых плотностях и уменьшенный для нормальных плотностей, приведет к **"выравниванию изображений"**, т.е. к **выделению структур**. Применение нерезких масок обеспечит дополнительно фильтрацию высокочастотной составляющей за счет снижения низкочастотной. Мы применили более изящное решение: наложение нерезкой негативной «монохро-

матичной» копии на исходное изображение в режиме «Softlight». Этот режим, несимметричный для высоких и низких плотностей, был применен дважды: с инвертированием до и после второго наложения.

– **Выделение высокочастотной составляющей** изображения короны производится, как правило, вычитанием из оригинала его размытой по Гауссу копии (фильтр High Pass). Однако, в нашем случае возникает проблема артефакта на лимбе Луны. Комбинированная фильтрация, не затрагивающая малоконтрастные детали, устранит этот эффект. Более того, из оригинала вычитается копия, сглаженная медианной фильтрацией с плавающим радиусом. При этом плавные изгибы на границе контрастных деталей не меняют своей формы, и в результате фильтруются только точки, уголки, выступы и др. резкие изменения формы, в частности, протуберанцы.

– **Маска, определяющая области применения различных фильтраций**, получается как модуль разности между первым и вторым способом получения высоких частот (режим наложения Difference). Она дополнительно сглаживается и контрастируется до полного диапазона яркостей.

– На заключительном этапе ретушью удаляются оптические блики.



**Рис. 1.**

На рис. 1 показаны оригинальный единичный кадр (слева) и структура короны, выделенная по вышеописанному алгоритму (справа): север (N) – вверху, восток (E) – слева. Структура короны характерна для эпохи предминимума: отчетливые полярные щеточки (polar plumes) и вытянутые крупномасштабные шлемовидные стримеры над NE и SW-лимбами.

## **2. Распределение относительного показателя цвета $C(I_{red}/I_{blue})$ в короне 03 ноября 1994 г.**

Предполагалось, что в полярных щеточках (polar plumes) относительный показатель цвета  $C(I_{red}/I_{blue})$  не отягощен вкладом активных областей и излучением в  $H\alpha$ , близок к солнечному и, соответственно, равен 1 в

области, отмеченной черным прямоугольником над южным полюсом:  $P \sim 180^\circ - 185^\circ$ ,  $1.05 - 1.10 R_\odot$ . 24 кадра, соответствующие полному обороту поляроида, были оцифрованы на АМД ГАИШ МГУ в синей и красной областях спектра:  $\lambda_{\text{eff}} = 440 \text{ нм}$ ,  $\lambda_{\text{eff}} = 660 \text{ нм}$ , шаг  $0.01 \text{ мм}$ , щель ( $0.02 \times 0.02$ )  $\text{мм}^2$  соответствовала ( $12'' \times 12''$ ) в плоскости неба. Алгоритм компьютерной обработки на основе программного обеспечения IDL включал следующие этапы.

- Удаление случайных шумов (дефекты фотоэмульсии, пылинки, пр.).
- Центрирование выбранных кадров.
- Форматирование каждого кадра (673 пиксела x 673 пиксела).
- Вычитание фона.
- Двухступенчатое сглаживание, усреднение (3 пиксела  $\times$  3 пиксела) в синей области спектра для снижения уровня шума, что ухудшило угловое разрешение до (36'' 36'').
- Построение характеристической кривой.
- Маскирование по плотности для выделения линейного диапазона плотностей ( $0,15 \div 1,5$ ) в красной области спектра, ( $0,15 \div 1,2$ ) – в синей, что ограничило исследуемый диапазон до  $R = 1.05 \div 1.5 R_\odot$ .
- Перевод в интенсивности.
- Расчет I,Q,U параметров Стокса для 24 кадров.
- Получение результирующих изображений в синей и красной областях спектров.
- Вычитание (деление):  $C = I_{\text{red}}/I_{\text{blue}}$ .

Рис. 2 иллюстрирует распределения относительного показателя цвета  $C$ : слева - «покраснение» ( $C > 1$ ), справа – «посинение» ( $C < 1$ ): север (N) – сверху, восток (E) – слева.

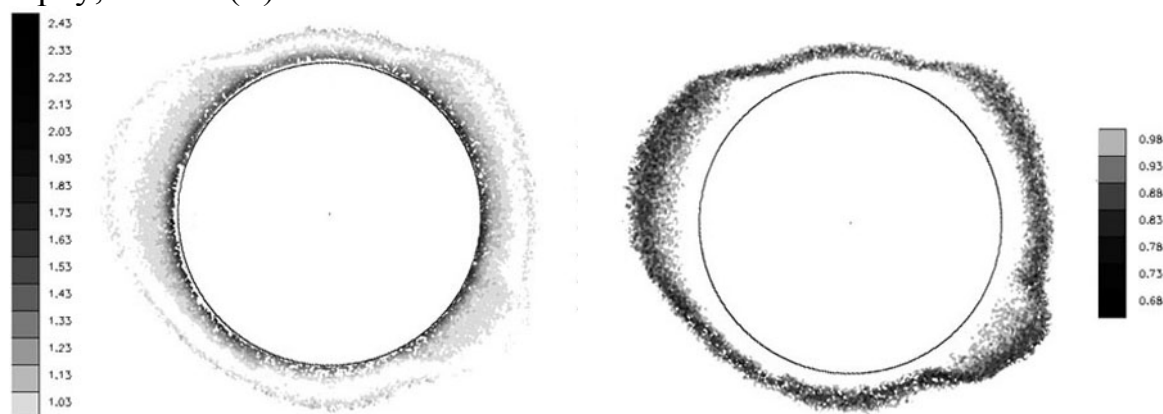


Рис. 2.

Самые внутренние области короны ( $R = 1,05 - 1,1 R_\odot$ ) характеризуются «покраснением» на всех позиционных углах, наиболее интенсивным в экваториальных областях и в окрестностях протуберанцев, которое обусловлено рассеянием света яркой хромосферы на лимбе Луны.

Эффект «*посинения*» четко выражен на всех позиционных углах. Причем, в крупномасштабных шлемовидных стримерах область «*посинения*» более протяженна и локализована на  $(1,25-1,48)R_{\odot}$  для NE-стримера и  $(1,34-1,5)R_{\odot}$  для SW-стримера. Над полярными областями область «*посинения*» прижата к лимбу:  $(1,1-1,2) R_{\odot}$ .

На расстояниях  $> 1,5 R_{\odot}$  в области стримеров и  $> 1,3 R_{\odot}$  над полюсами вновь наблюдается «*покраснение*».

### 3. Обсуждение

Структуры «белой» короны трассируют электронную составляющую корональной плазмы в картинной плоскости. Прецизионные поляризационные исследования могут дать информацию о тангенциальных скоростях электронов [5]. Наблюдаемые вариации цвета мы предлагаем объяснить эффектом Доплера: изменением длины волны при рассеянии фотосферного излучения на движущихся электронах. В случае направленных потоков электронов эффект Доплера должен привести к вариациям цвета структур короны, что до настоящего времени наблюдениями не обнаружено. Электроны, движущиеся от Солнца (к Солнцу), будут рассеивать фотосферное излучение, смещая его по длине волны в красную (синюю) часть спектра.

На рис. 3 представлены расчетные функции излучения, отнесенные к единичному интервалу длин волн. Аппроксимация функцией Планка для температуры  $T = 5800$  К использовалась для описания спектра Солнца:

$$\varepsilon(\lambda, T) = \pi B_{\lambda}(T) = \frac{2\pi h}{\lambda^5} \frac{c^2}{e^{hc/kT\lambda}} \left( \frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{с}} \right),$$

где длина волны определялась выражением

$$\lambda = \lambda_1 \pm \lambda_1 \frac{v}{c}.$$

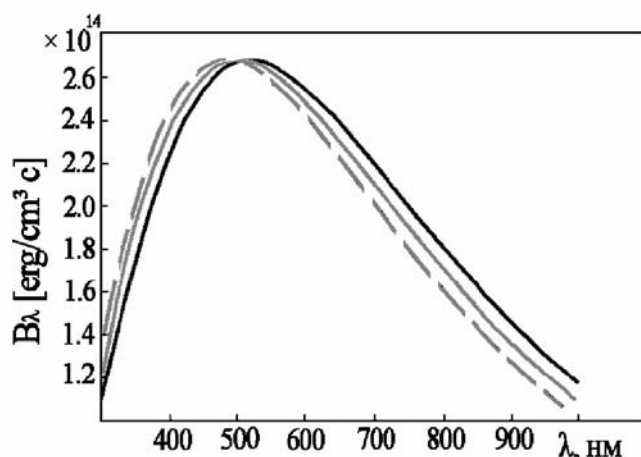


Рис. 3.

Расчеты выполнены для скорости  $V = 10\,000$  км/с. Серая кривая – спектр Солнца. Пунктир – спектр, рассеянный приближающимся к Солнцу элек-

троном. Черная сплошная кривая – спектр, рассеянный электроном, удаляющимся от Солнца электроном. Из рис. 3 видно, что относительный показатель цвета, определенный как  $C = I_{red}/I_{blue}$ , будет отличен от 1 при наблюдениях в синей и красной областях спектра.

Вышеизложенное позволяет сделать заключение о перспективности использования **прецизионных фильтровых** исследований относительного показателя цвета структур короны для «визуализации» **радиальной** составляющей скорости электронов.

Работа поддержана грантом 05-02-17877 РФФИ.

#### Литература

1. **Крусанова Н.Л., Бируля Т.А., Ким И.С.**// Солнечно-земная физика. 2004. Вып.6. С.192.
2. **Ким И.С., Мацуура О.Т., Мэлмен Дж., Микаэлян Р.Г., Орешкина Т.Н., Пикацио Э.** // Изв. ВУЗов РАДИОФИЗИКА. 1996. Т.39, № 10. С.1287.
3. **Park Y.D., Kim I.S., Kroussanova N.L., Baskaran D.** // ASP Conference Series, Vol.205, 2000, P.91.
4. **Ким И.С., Бугаенко О.И., Биленко И.А., Кучми С., Мацуура О.Т., Пикацио Э.**// Изв. ВУЗов РАДИОФИЗИКА. 1996. т. XXXIX. № 10. С.1298.
5. **Пак Е.Д., Ким И.С., Бугаенко О.И., Дивлекеев М.И., Попов В.В., Дерменджиев В.Н.**// АЖ, 2001. Т.78, № 8. С.839.



## **ВРАЩЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА И ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ В XX СТОЛЕТИИ**

**Лейко У.М.**

*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета  
имени Тараса Шевченко*

## **ROTATION OF THE SOLAR MAGNETIC FIELDS AND ACTIVITY CYCLES IN THE COURSE OF 20 CENTURY**

**Leiko U.M.**

*Astronomical Observatory of Taras Shevchenko Kiev National University*

### **Abstract**

*The rotation of large-scale solar magnetic fields of several species was investigated by analysis of their time series. The change of the Sun's rotation regime in the middle of 20<sup>th</sup> century is confirmed. It was revealed that the rotation rate of solar magnetic fields at the close of 20<sup>th</sup> century increases.*

Вращение Солнца имеет сложный многокомпонентный характер. Наблюдаемая структура поверхностного магнитного поля Солнца как трассер давно используется для исследования глобальных процессов на Солнце, в том числе и для исследования долговременных вариаций его вращения. Как было замечено еще Говардом, спектральный анализ временных рядов наблюдений поверхностных магнитных полей дает возможность определить характер вращения глубинных долгоживущих крупномасштабных структур, т.е. источников генерации наблюдаемого поверхностного магнитного поля.

Информация о структуре поверхностного магнитного поля содержится во временных рядах суточных измерений общего магнитного поля Солнца (ОМПС), фонового магнитного поля Солнца (ФМПС), полярности межпланетного магнитного поля (ММП) на орбите Земли. Согласно современным представлениям, магнитное поле Солнца имеет две составляющие – сильную торроидальную и слабую полоидальную. Очевидно, структуру полоидального магнитного поля описывают вышеуказанные временные ряды. Можно предположить, что структуру сильного торроидального магнитного поля в определенной степени отражает ряд суточных значений чисел Вольфа (аналогично суточному значению ОМПС).

Исследования вращения фонового крупномасштабного поля обнаружили изменение режима его вращения в середине XX ст. [1,2]. Также было показано, что в это же время изменился характер секторной структуры фонового поля приэкваториальной зоны [3].

В представленной работе показано, что в XX столетии скорость вращения обоих составляющих магнитного поля Солнца увеличивалась, в то время как длина циклов солнечной активности и его ветви роста уменьшалась, а ветви спада увеличивалась.

### **Данные**

Для исследования использовано несколько временных рядов наблюдений магнитных полей Солнца:

а) магнитографические измерения среднего магнитного поля Солнца (СМПС) как звезды, выполненные в Станфордской обсерватории на магнитографе типа Бэбкока в 1975-2004 гг. [4];

б) ряд полярности межпланетного магнитного поля (1947-2004 гг.);

в) ряд фонового магнитного поля Солнца приэкваториальной зоны (1904-2000 гг.);

г) ряд суточных значений чисел Вольфа.

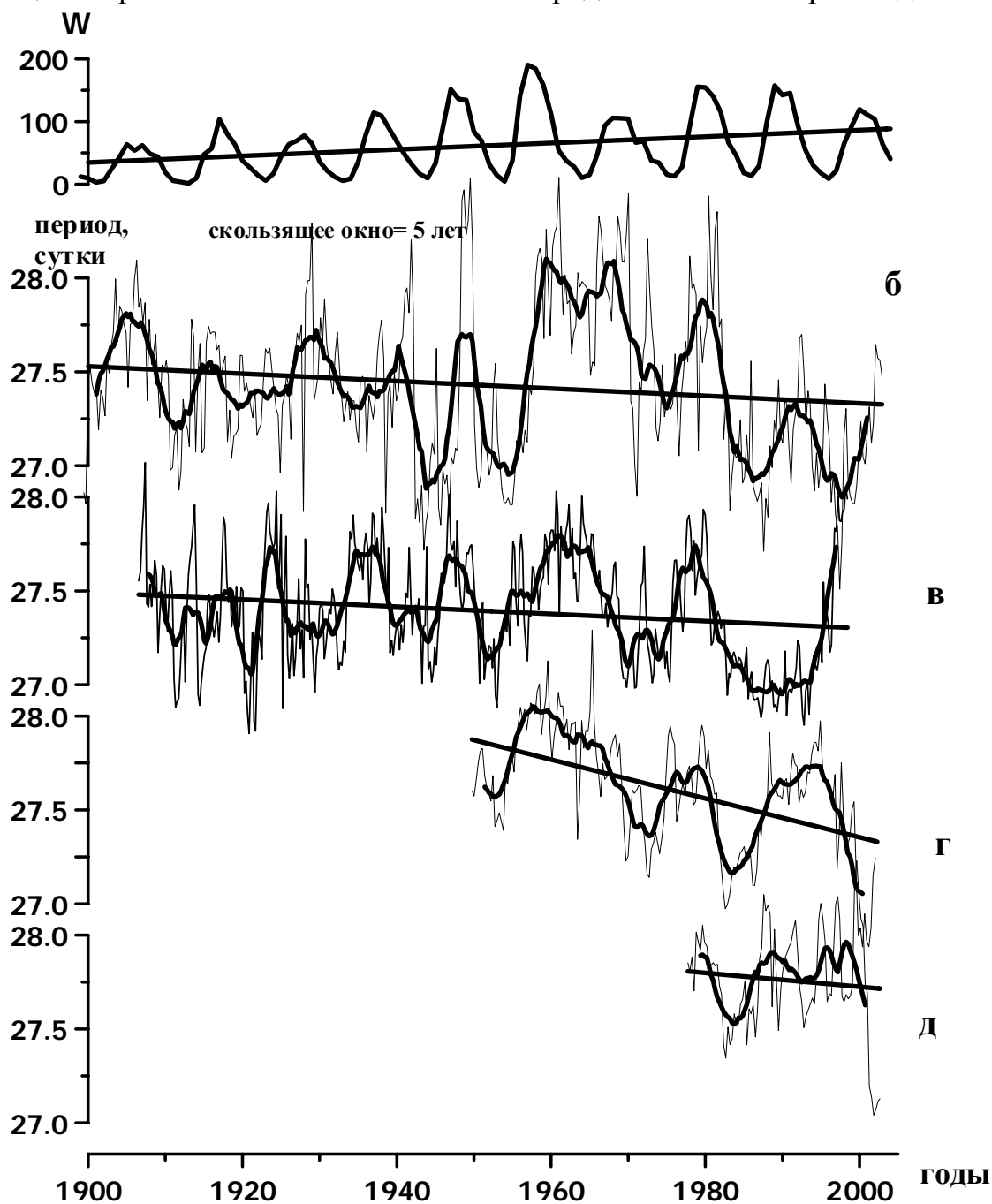
Также были использованы данные о длине циклов и их ветвей роста и спада и ряд среднегодовых чисел Вольфа, которые, как и суточные значения чисел Вольфа были взяты по сети INTERNET.

### **Методика обработки данных**

В скользящем окне выбранной длины  $N$ , которое перемещается с шагом  $h$  вдоль исследуемого ряда, вычисляется спектр для интересующего частотного диапазона (например, для диапазона периодов вращения Солнца). В силу многокомпонентного характера вращения Солнца в таких спектрах наблюдается иногда несколько значимых периодов вращения. Значение периода наиболее мощного пика можно считать основным периодом вращения на данном временном интервале – текущем скользящем окне. Значение средневзвешенного периода вращения учитывает и другие значимые моды вращения. Реализация такого алгоритма дает возможность получить для моментов времени  $t_i = N/2+h$  значения основного периода вращения, его амплитуды, значимость, а также определить средневзвешенное значение периода вращения в скользящем окне выбранной длины. Массив полученных значений периода и амплитуды сглаживался скользящим средним и аппроксимировался полиномом первой степени. Сглаживание скользящим средним дает возможность получить кривые циклического изменения вращения, аппроксимация полиномами – долгосрочные тренды. Различия в ходе периода вращения с максимальной амплитудой (основной моды вращения) и средневзвешенного периода вращения незначительны (поскольку основной вклад в средневзвешенное значение периода вращения дает пик с максимальной амплитудой).

## Особенности вращения магнитных полей Солнца в XX столетии

Ряд фонового магнитного поля, полученный в результате оцифровки синоптических  $H_{\alpha}$ -карт и ряд суточных значений чисел Вольфа являются наиболее длинными рядами, характеризующими структуру слабого и сильного магнитных полей Солнца. По вышеприведенной методике нами ранее было исследовано вращение фонового поля приэкваториальной зоны по почти столетнему ряду. Было обнаружено, что изменение характера вращения фонового магнитного поля в середине XX ст. сопровождалось



**Рис.1.** Изменение со временем среднегодового числа Вольфа (верхний график) и средневзвешенного периода вращения магнитных полей различного типа полученных по анализу рядов среднесуточных чисел Вольфа (б), ФМПС (в), ММП (г) и ОМПС (д).

увеличением доли мелкомасштабных структур магнитного поля – амплитуды вращения секторных структур более высокого порядка во второй половине XX ст. значительно возросли. Подробно результаты исследований вариаций секторных структур ФМПС изложено в [3].

Вариации вращения магнитных полей Солнца нескольких типов и секторной структуры ММП демонстрируют графики, приведенные на рис.1. Их анализ указывает на то, что характер вращения обеих систем магнитных полей (слабых и сильных) в первой и второй половине XX ст. действительно имел существенные отличия. Характер линейного тренда указывает на увеличение скорости вращения обеих систем магнитных полей в течение прошлого столетия. По изменению хода кривых, характеризующих изменение вращения магнитных полей, видно, что в течение первых приблизительно 40 лет вращение двух систем магнитных полей было асинхронным, в следующие приблизительно 40-50 лет – синхронным. Приблизительно в 1950 г. началось синхронное увеличение средневзвешенного периода вращения (уменьшение скорости вращения) обеих систем магнитных полей (сильных и слабых), максимум которого был достигнут в начале 60-х годов, после чего началось также синхронное уменьшение периода вращения (увеличение скорости вращения) обеих систем магнитных полей, которое продолжалось до конца XX ст. Можно предположить, что причиной изменения режима вращения магнитных полей стал переход от асинхронного характера вращения различных систем магнитных полей Солнца к синхронному.

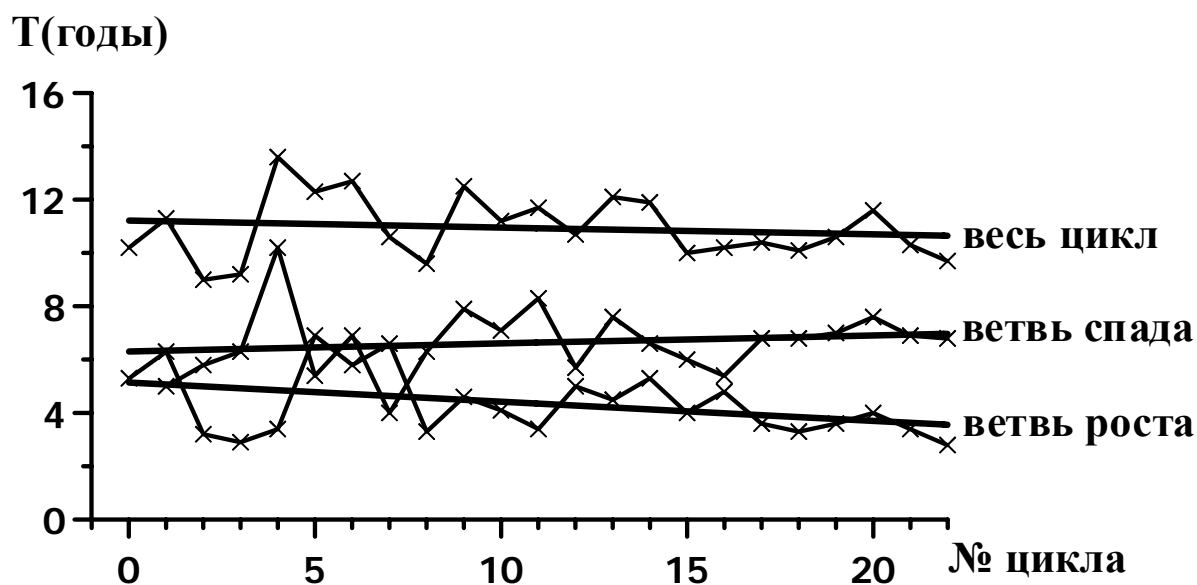


Рис. 2. Изменение со временем длины циклов активности, их ветвей роста и спада (1755 - 2000 гг.)

Возрастание скорости вращения магнитных полей к концу XX ст. также было обнаружено нами и по анализу более коротких рядов межпла-

нетного магнитного поля и магнитного поля Солнца как звезды. Причем следует отметить, что минимальная скорость вращения ММП также наблюдается в 60-е годы прошлого столетия.

Следует упомянуть, что возрастание скорости вращения Солнца к концу XX ст. было обнаружено также и по вращению радиоизлучающих областей [4,5]

Получены также указания на то, что скорость вращения фотосферной плазмы на экваторе, определенная спектроскопическим методом, также увеличивается со временем [6].

Таким образом, обработка независимых рядов наблюдений различного типа магнитных полей приводит к выводу, что на протяжении XX ст. скорость вращения различных систем магнитных полей увеличивалась, а характер вращения в первой и второй половине XX ст. имел существенные отличия. Причиной изменения характера вращения магнитных полей стало изменение несинхронного вращения двух систем магнитных полей их синхронным вращением.

На рис. 2 приведено графики изменения длины цикла, его фаз роста и спада от времени. Видно, что как на протяжении всего времени наблюдения солнечных пятен, так и в течение XX ст. длина циклов активности и их ветви роста уменьшалась.

Авторы работы [7] при исследовании вращения Солнца и меридионального дрейфа магнитных структур сделали вывод: чем быстрее вращение звезды, тем короче ее циклы активности. Полученные нами результаты хорошо согласуются с этой концепцией.

### Литература

1. **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, N 3. – С.228–234.
2. **Обридко В.Н., Шелтинг Б.Д.** Крупномасштабное магнитное поле на Солнце: экваториальная область // Астрон. журн. – 2000. – 77, № 2. – С.124–133.
3. **Лейко У.М.** Вариации вращения секторных структур магнитной системы Солнце - гелиосфера // Кинематика и физика небесных тел – 2004 – Т.20, №4 – С.328–348.
4. **Иванов-Холодный Г.С., Чертопруд В.Е.,** *Астрономический журнал*, 1989, Т.66, № 2.– С.368-376.
5. **Aurass H., Kurtlis J., Voigt W.** // *Solar Physics.*, 1978. – V. 60, N 2. – P.361-365.
6. **Обридко В.Н., Шелтинг Б.Д.** Дифференциальное вращение Солнца // *Исследования по геомагнетизму, аэронауке и физ. Солнца.* – Москва, 1988. – Вып. 83. – С.3–24.

7. *Гопасюк С.И., Гопасюк О.С.* Вращение Солнца и меридиональный дрейф магнитных структур// Кинематика и физика небесных тел –2004 – Т.20, №3 – С.234–241.

## **МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ СОЛНЕЧНОГО ДИПОЛЯ НА РАЗЛИЧНЫХ ФАЗАХ ЦИКЛА**

**Лившиц И.М., Обридко В.Н.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн  
РАН (ИЗМИРАН) им. Н.В. Пушкова*

## **SOLAR DIPOLE MOMENT AT DIFFERENT PHASES OF THE SOLAR CYCLE**

**Livshits I.M., Obridko V.N.**

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences*

### **Abstract**

*Parameters of the dipole component of the magnetic field of the Sun are obtained from synoptic maps through the last three solar cycles. The magnetic momentum and inclination of the dipole are compared with results of an analysis of the signal of the field of the Sun as a star, in particular, with conclusions of wavelet analysis. This allows us to explain a change of the rotational modulation of the strength of the magnetic field of the Sun as a star at various phases of the solar cycle. Our analysis shows that the magnetic field reversal is actually the rotation of the magnetic dipole vector rather than disappearance of the field of one polarity and reappearance of the field of opposite sign.*

*По картам распределения магнитных полей на Солнце вычислены характеристики дипольной составляющей на протяжении последних трех циклов активности. Амплитуда и наклон диполя сопоставлены с результатами анализа сигнала поля Солнца как звезды, в частности, с выводами вэйвлет-анализа. Это позволяет объяснить изменение вращательной модуляции напряженности магнитного поля Солнца как звезды на разных фазах солнечного цикла. Проведенный анализ показывает, что переполюсовка является поворотом вектора дипольного момента, а не его исчезновением и возникновением с противоположным знаком магнитного поля.*

### **1. Введение. Расчет параметров солнечного диполя**

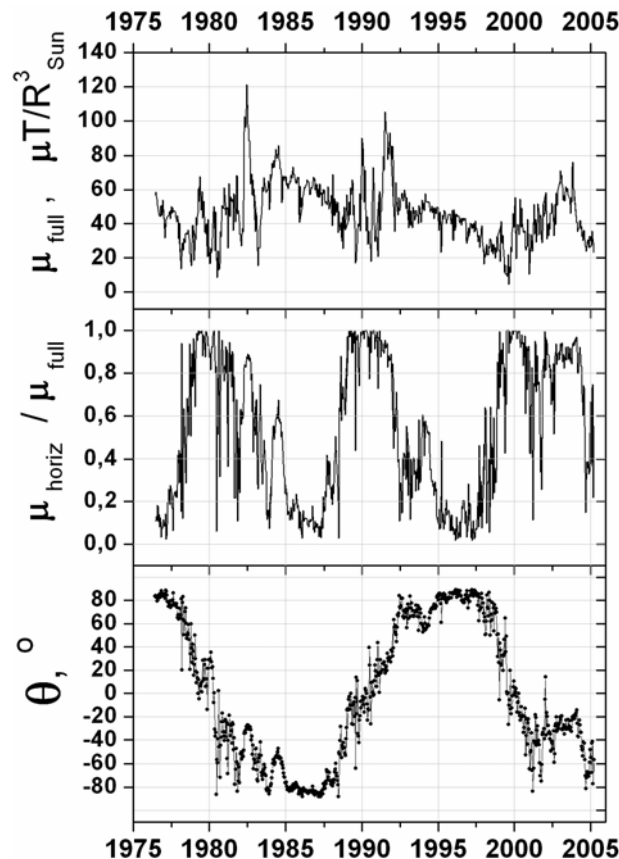
Развитие теории динамо потребовало в последнее время вернуться к вопросу о вкладе дипольной компоненты в магнитное поле Солнца. Так, при анализе вопроса о наклонном ротаторе и генерации магнитного поля внутри Солнца часто предполагается, что в начале переполюсовки близ максимума солнечного цикла дипольный момент Солнца полностью исчезает, а затем вновь возникает с противоположным знаком (см. [1]).

Для исследования этого вопроса были проведены расчеты характеристик дипольной составляющей магнитного поля (рис. 1). По данным с 1642-го оборота по 2027-й (1976.44–2005.2 гг.) были проведены вычисления магнитного момента диполя  $\mu$ , широты  $\theta$  северного (N) полюса маг-

нитного диполя, а также отдельно условных магнитных моментов "вертикального"  $\mu_{vert}$  и "горизонтального"  $\mu_{horiz}$  диполей по следующим формулам:

$$\begin{aligned}\mu_{full} &= \sqrt{g_{10}^2 + g_{11}^2 + h_{11}^2}, \\ \mu_{vert} &= \|g_{10}\|, \\ \mu_{horiz} &= \sqrt{g_{11}^2 + h_{11}^2}, \\ \sin \theta &= g_{10}/\mu,\end{aligned}$$

где  $g_{10}$ ,  $g_{11}$  и  $h_{11}$  – коэффициенты разложения наблюдаемого магнитного поля по сферическим функциям (полиномам Лагранжа). Использовались наблюдения Обсерватории Джона Вилкокса в Стэнфорде [2], расчеты велись в классическом варианте: т.е. предполагалась потенциальность от фотосферы до поверхности источника на высоте  $2.5 R_{\odot}$  от центра и вводилась полярная коррекция. Впрочем, результаты этой работы практически не зависят от принятых предположений.



**Рис. 1.** Поведение дипольного момента магнитного поля Солнца. Временное разрешение – 0.5 кэррингтоновского оборота.  
 а) величина дипольного момента;  
 б) отношение моментов горизонтального и полного диполя ( $\cos \theta$ );  
 в) угол наклона оси магнитного диполя  $\theta$ , отсчитанный от плоскости солнечного экватора (широта).



На рис. 1 показаны (сверху вниз) магнитный момент диполя  $\mu$ , относительная доля горизонтального диполя  $\mu_{horiz}/\mu_{full}$  и величина наклона диполя  $\theta$ .

Известно, что крупномасштабное магнитное поле вблизи минимума близко к структуре, описываемой вертикальным диполем. Это отражается в том, что на рисунке в этот момент горизонтальный диполь обращается в нуль, а широта вертикального диполя близка к  $\pm 90^\circ$ .

С приближением к максимуму магнитный момент уменьшается, никогда не обращаясь в нуль. В течение двух с половиной циклов магнитный момент диполя не менялся более чем в 2–2.5 раза. При этом минимум магнитного момента не всегда совпадает с характерными моментами цикла. Обычно он достигается на фазе роста или спада солнечного цикла. В минимуме цикла магнитный диполь является строго вертикальным, и его коширота равна нулю, что и видно на рис. 1.

На фазе спада цикла устанавливается на периоды около года ситуация, при которой магнитные моменты вертикального и горизонтального диполя сравнимы, и эту ситуацию в астрофизике принято называть наклонным ротатором. Видно, что такая ситуация реализуется в 1982-м, 1984-м и 1994-м годах.

## 2. Вэйвлет-анализ

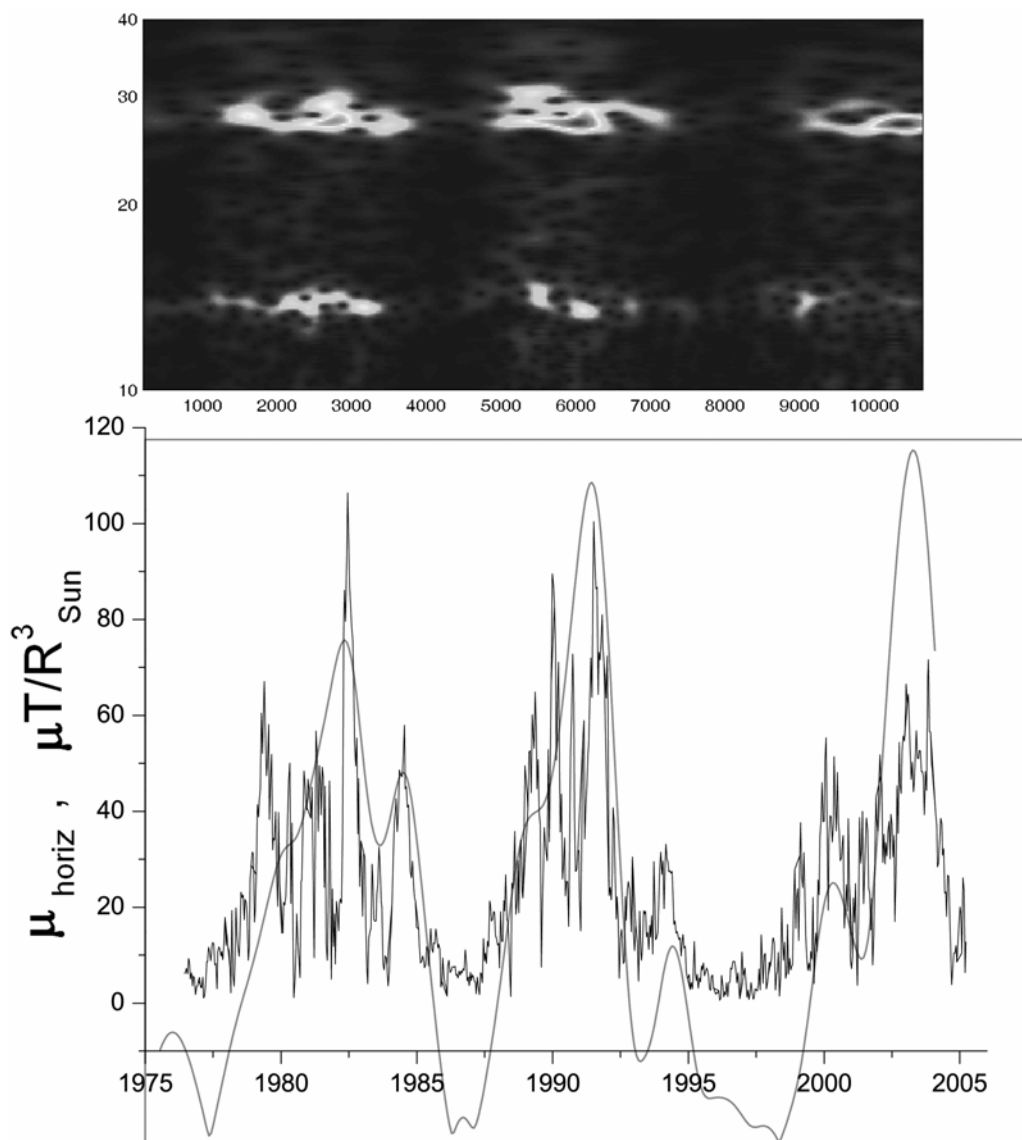
Результаты этих расчетов были сопоставлены с данными измерений общего магнитного поля Солнца как звезды  $B_\odot$ . Использован сводный ряд этих данных, основанных на измерениях в Wilcox Solar Observatory (Stanford University) [2].

Был проведен вейвлет-анализ ряда ежедневных значений общего магнитного поля  $B_\odot$  с середины 1976 года по настоящее время. Для этого была разработана программа на основе алгоритма gapped wavelet algorithm [3], особое внимание в котором уделяется исключению влияния лакун в данных (пропусков в наблюдениях – gaps). Были проведены тестовые расчеты, которые продемонстрировали высокую эффективность работы программы в приложении к рядам данных с большими лакунами. Параметры расчетов подбирались таким образом, чтобы обеспечить оптимальное разрешение как по периодам, так и по времени.

Результаты расчетов приведены на рис. 2а. Видно, что в некоторые моменты близ максимумов активности 27-дневная периодичность проявляется особенно отчетливо. Такие же колебания, хотя и не столь регулярные, выделяются на фазе спада и на фазе роста солнечной активности.

На рис. 2б приведена амплитуда колебаний с периодом 27.0 суток (плавная кривая) в относительных единицах для всего исследованного периода времени (1975–2005), она сопоставлена с магнитным моментом горизонтального диполя (изрезанная кривая). Видно, что максимумы плотности колебаний достаточно хорошо совпадают с максимумами величины

момента горизонтального диполя. Это происходит, фактически, в моменты вторичного максимума в циклах солнечной активности. Также, можно обратить внимание на то, что вторичные максимумы амплитуды 27-дневных колебаний совпадают с локальными возрастаниями величины момента горизонтального диполя. Здесь уже реализуется ситуация наклонного ротатора.



**Рис. 2.**

- а) Распределение модулей вейвлет-коэффициентов массива  $B_{\odot}$  в координатах период-время. Величины увеличиваются при переходе от темного к светлому оттенку;  
 б) Распределение величины, показанной на рис. 2а, для периода 27.0 дня – плавная линия. Величина горизонтального диполя – изрезанная линия. Оси абсциссов совмещены.

На рис. 2а видно также, что иногда выделяются колебания с периодами, достигающими до 29–30 дней. Длиннопериодные моды чаще появляются в момент первого, основного максимума цикла (чисел Вольфа).

Как спектр мощности всего массива  $B_{\odot}$  преобразования Фурье, так и результат суммирования спектров вейвлет-анализа для всех моментов времени содержат узкий максимум при периоде 27.0 суток, а при больших значениях амплитуда спектра мощности уменьшается, обрываясь для периодов, превосходящих 30 дней.

Необходимо отметить, что период этих колебаний 27.0 дня согласуется с величинами преимущественных периодов  $27.00 \pm 0.05$  дней, найденных в работах [4,5]. Результаты вейвлет-анализа показывают, что колебания с этим периодом сохраняются всегда (рис. 2б), и лишь в некоторые промежутки времени появляются более медленные моды.

### **3. Проявления горизонтального, наклонного и вертикального диполя в короне и межпланетном пространстве**

Уже из самих данных о  $B_{\odot}$  видно, что амплитуда 27-дневных изменений велика в период максимума активности и уменьшается до очень малых значений при переходе к минимуму. Представляет интерес, однако, сравнить поведение этих колебаний для характерных периодов существования солнечного диполя. Такой анализ был начат нами ранее в [6] для ситуаций, условно называемых горизонтальным и наклонного диполем. Первая ситуация наиболее наглядно проявилась в 1991 г., когда в некоторые моменты времени пояс стримеров наблюдался близ полюсов Солнца, а через четверть солнечного оборота вновь появлялась типичная круглая корона эпохи максимума. В [6] мы разделили каждый из промежутков, в которых отчетливо проявляется модуляция  $B_{\odot}$  (сводный ряд данных в [7]), на 27-дневные интервалы, причем начало колебания в середине интервала совмещалось с сутками начала кэррингтоновского оборота (CR). Получено, что наилучшим образом 27-дневные изменения  $B_{\odot}$  проявлялись в 1984 г. в CR 1748–1753. Такая ситуация является не слишком редкой, и на фазе спада каждого из циклов можно выбрать один или несколько промежутков длительностью около полугода с подобным набором таких близких фазовых зависимостей.

Во второй половине 1991 г. амплитуда этих изменений была в несколько раз больше, чем в 1984 г., а их форма – более сложная, в чем проявляется влияние квадрупольной составляющей магнитного поля.

Такие же результаты видны в вейвлет-анализе данных 1977–2001 гг.: в 1984 г. – простая ситуация с единственным, невысоким максимумом, в 1991 г. – основной максимум несимметричен, протягивается в сторону больших периодов, особенно во второй половине года. Близкая картина проявляется в 2001 г. Заметим, конечно, что нарушение регулярности 27-дневных колебаний в июне 1991 г., также как и в августе 1972 г., связаны с возникновением больших комплексов активности, интенсификацией процессов на активной долготе.

Подчеркнем несколько иной смысл выделения обсуждаемых ситуаций: поведение солнечного диполя, показанной на рис. 1, позволяет допустить, что изменения близ переполюсовки происходят не совсем монотонно, задерживаясь на промежутки от полугода до года. Это и обуславливает интенсификацию 27-дневных изменений в 1982, 1984, 1991, 1994 гг. В эти периоды дипольная компонента общего магнитного поля Солнца определяет структуру межпланетного поля, его двухсекторную структуру, и сопровождается рекуррентными бурями в магнитосфере Земли.

Случай вертикального диполя известен лучше всего и реализуется в глубокие минимумы солнечной активности.

#### 4. Выводы

Итак, нами продемонстрировано, что переполюсовка является поворотом вектора дипольного момента, а не его исчезновением и возникновением с противоположным знаком магнитного поля.

Результаты вейвлет-анализа  $B_{\odot}$  свидетельствуют о сильной выраженности 27-дневной волны, амплитуда которой тесно связана с моментом горизонтального диполя.

При рассмотрении различных явлений солнечной активности и генерации магнитных полей целесообразно различать периоды с различным направлением солнечного диполя и его устойчивостью в течение времени около 1 года.

Работа поддержана грантами РФФИ 04-02-16068, 04-02-16374 и 05-02-16090.

#### Литература

1. *Moss D.* 2005, Dynamo models and the 'flip-flop' phenomenon in late-type stars. Conf. "PERM DYNAMO DAYS", Perm', Russia.
2. <http://quake.stanford.edu/wso/wso.html>
3. *Frick P., Baliunas S.L., Galyagin D., Sokoloff D. & Soon W.* 1997. *Astrophys.J.* V.483. P.426.
4. *Котов В.А., Ханейчук В.И., Цан Т.Т.* // *Астрон. журн.* 1999. Т.76. С.218.
5. *Ханейчук В.И.* // *Астрон. журн.* 1999. Т.76. С.385
6. *Лившиц И.М.* // Труды конф. "Солнце в период смены знака полярностей магнитного поля". 2001. Санкт-Петербург, ГАО РАН. С.241–244.
7. *Ананьев И.В., Обридко В.Н.* // *Астрон. журн.* 1999. Т.76. С.942.

## **КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ В ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ**

**Никольская К.И.**

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, г. Троицк Московской обл., 142190, Russia  
e-mail: knikol@izmiran.troitsk.ru*

## **CORONAL HOLES THROUGH THE ACTIVITY CYCLE**

**NIKOLSKAYA K.I.**

*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and radio wave propagation of Russian Acad. Of Sciences, Troitsk of Moscow region, 142190, Russia  
e-mail :knikol@izmiran.troitsk.ru*

### **Abstract**

*Observational evidences are presented that there only two coronal holes (CHs) exist continuously on the Sun related to the poles of the global magnetic field. In minimum activity these CHs are observed as permanent polar CHs. When the activity grows CHs together with their magnetic poles leave the heliographic pole regions and travel to the solar equator, where around the maximum they can be seen as recurrent CHs of the active Sun.*

Корональными дырами (КД) были названы темные области между яркими эмиссионными структурами активной короны на SXR-изображениях диска Солнца, полученных впервые в 1970 г., в эпоху максимума 20-го цикла. Последующие наблюдения показали, что КД существуют и в спокойной короне и а). в отличие от ярких образований короны ассоциируются с открытыми магнитными конфигурациями и б). являются источниками высокоскоростных потоков солнечного ветра (СВ). КД изучаются со времени их обнаружения, но только сейчас благодаря наблюдениям короны и СВ на КА стало возможным исследовать эволюцию КД в цикле активности в контексте с эволюцией магнитных полей Солнца и связанных с ними корональных структур. В настоящей работе приводятся результаты анализа эволюции КД Солнца в 23-м цикле активности, проведенного на основании данных регулярных наблюдений: XUV-фильтрограмм эмиссионной короны (Yohkoh и EIT/SOHO), карт КД в линии 1083 нм HeI и магнитограмм фотосферы (Китт Пик и SOHO/MDI), мониторинга на Ulysses магнитных полей гелиосферы (VYM/FGM) и потоков солнечного ветра (СВ)-(SWOOPS) .

### **1. Корональные дыры спокойного Солнца**

По ряду характеристик следует различать КД спокойного (КДСС) и активного (КДАС) Солнца. КДСС – главным образом хорошо известные

полярные КД, перманентно существующие вокруг гелиографических полюсов, простирающиеся до  $\pm(60^\circ \div 50^\circ)$  гелиошироты и иногда достигающие гелиоэкватора. Размеры и форма их изменчивы, границы и окружение – фоновая (спокойная) корона. Время жизни полярных КДСС – эпоха низкой активности по обе стороны от минимумов. Полярные КДСС – самые холодные области короны:  $T_e \approx (0.7 \div 1.0)MK$  [1, 2]. Знак магнитного поля полярных КДСС совпадает со знаком поля «вертикального» диполя на каждом из полюсов Солнца. Согласно данным *Ulysses* в минимуме цикла и окрестностях скорость СВ над полярными КД и окрестной фоновой короной неизменно постоянна –  $750 \pm 50$  км/с вплоть до пояса стримеров, над которым всегда наблюдается медленный СВ [3].

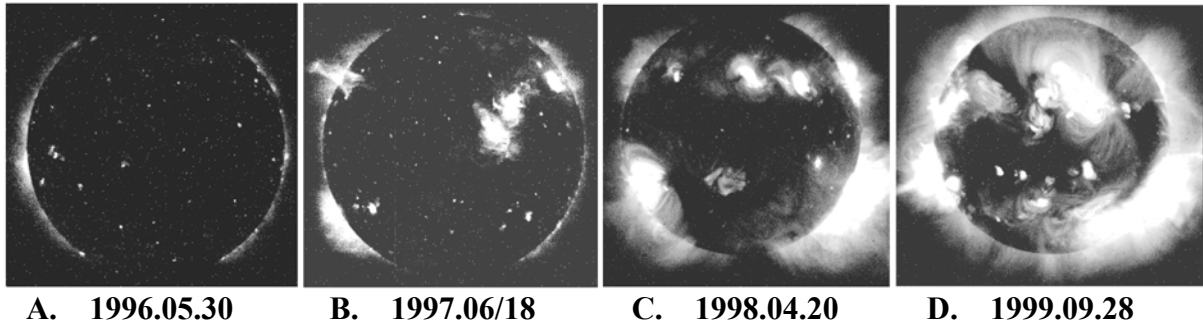
*Перманентный характер и локализация КДСС в областях открытых конфигураций глобального магнитного поля Солнца указывают на генетическую связь полярных КД эпохи низкой активности с полюсами «вертикального» магнитного диполя Солнца.*

## **2. Корональные дыры активного Солнца**

КД, наблюдавшиеся при запуске первого рентгеновского телескопа для наблюдений Солнца, принадлежали к классу КДАС, поскольку запуск состоялся в год максимума 20-го цикла (1970 г.). КДАС это области короны, в которых горячие магнитоплазменные структуры (1.5 ÷ 3.0 МК) либо отсутствуют, либо крайне малочисленны. Пограничные области КДАС очерчены активными областями, расходящиеся наружу от центра КД петли которых и создают открытые магнитные конфигурации, характерные для магнитных полей КД эпохи высокой активности. Наибольший контраст КДАС по отношению к окружающей активной короне наблюдается в «горячих» эмиссионных линиях, FeXV  $\lambda 284A$  и SXR-диапазоне.

В отличие от полярных КДСС, привязанных к гелиографическим полюсам, КДАС наблюдаются на любых гелиоширотах, на диске и на лимбе. Характер магнитных полей во внутренних областях КД активного Солнца меняется с фазой цикла. В начале фазы роста и в конце фазы спада – это типичные для фоновой короны магнитные поля смешанных полярностей. В эпохи высокой активности магнитные поля внутри КД униполярны и составлены из периферийных полей активных областей, обращенных друг к другу одноименными полярностями, совпадающими по знаку с полярностью магнитного сектора, в котором КД локализована. Температура КДАС выше таковой в КДСС: от  $T_e \leq 1.0$  МК до 1.5 МК [1,2].

Четыре этапа формирования КДАС представлены на Рис.1. по наблюдениям *Yohkoh*. Кадр А - SXR- корона в минимуме. Первые АО нового цикла, как и АО в конце старого (кадр В), как правило, малочисленны, компактны и изолированы и не искажают заметно картину фоновой короны и поля скоростей СВ, типичных для фазы минимума.



**Рис.1.** Формирование КДСС на диске Солнца в результате разбиения спокойной короны активными областями на фрагменты. Фильтрограммы SXR- короны, Yohkoh.

Увеличение с ростом активности числа, размеров и концентрации АО короны приводит к появлению ярких эмиссионных структур, разделенных темными промежутками – корональными дырами – кадр С. Увеличение в ходе цикла пространственных размеров АО короны и их кластеризация сопровождаются уменьшением общей площади КД на Солнце вплоть до полного их исчезновения – кадр D. Таким образом, возникновение и распад, локализация, границы, время жизни КДАС регулируются активными областями короны: КДАС рождаются, исчезают и возникают вновь в зависимости от возникновения и исчезновения АО.

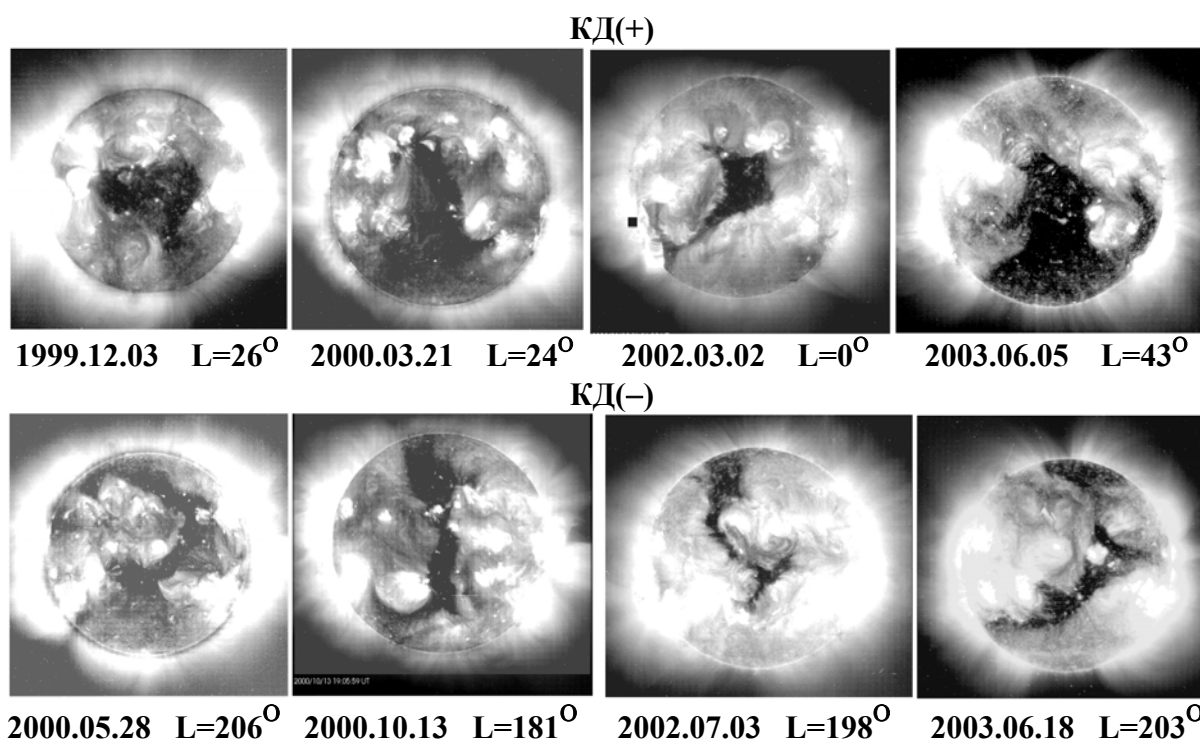
#### 4. Рекуррентные корональные дыры

На ветви роста цикла ось магнитного диполя Солнца, параллельная в минимуме оси вращения Солнца («вертикальный диполь»), меняет ориентацию и в максимуме располагается в плоскости гелиоэкватора – горизонтальный диполь [4]. Плоскость магнитного экватора ориентируется перпендикулярно к экваториальной плоскости Солнца, а нейтральная линия глобального магнитного поля (ГМП) выстраивается вдоль меридианов, проходя через гелиографические полюса и деля Солнце на два униполярных магнитных сектора *с магнитными полюсами – в центре каждого из секторов, в экваториальном поясе Солнца.*

Логично полагать, что полярные КДСС, следуя за своим полюсами должны перебраться в экваториальную зону Солнца, и в течение некоторого времени наблюдаться как низкоширотные КД, «отмечая» место локализации полюсов ГМП Солнца. И хотя доминирующие в эпоху высокой активности АО короны не позволяют увидеть дрейф КДСС с полюсов на гелиоэкватор непосредственно, тщательный анализ их поведения на ветви роста и спада цикла приводят к интересным заключениям о миграциях полюсов диполя и природе самих КД.

По мере вращения магнитного диполя характерное для эпохи низкой активности зональное распределение КД разной полярности сменяется концентрацией КД одной полярности на антиподальных гелиодолготах Солнца – формируется полная 2х-секторная структура ГМП [4]

В высшей степени интересным феноменом предмаксимальной и постмаксимальной эпох цикла являются рекуррентные корональные дыры (РКД), наблюдающиеся с периодичностью в один оборот Солнца в центральных зонах магнитных секторов ГМП. В 23-м цикле КД(+) прослеживается в 16 последовательных кэррингтоновских оборотах Солнца (КО), от №1954-го по №1969-ый (период времени 10.1999–11.2000) до переполюсовки и в каждом из 28 оборотов в интервале №№1984–2012 (01.2002–01.2004) – после переполюсовки. КД(–) уверенно отождествляются в пределах КО 1958-1971 (2000.01-2001.01) до переполюсовки и в КО №№1984-2006 (2002.01–2003.08) – после. 2001 год пропущен по причине невозможности надежного отождествления КД в максимуме цикла. Ограниченный объем статьи не позволяет представить полный набор (более 70) изображений КД. На Рис.2 демонстрируются 4 из ~35 зарегистрированных РКД каждой полярности.



**Рис.2.** Примеры рекуррентных КД. Верхний ряд – КД-ры положительного магнитного сектора, нижний – отрицательного. Подписи под изображениями: - день наблюдения и L– кэррингтоновская дгота центра диска.

На Рис.2 последние кадры в обоих рядах составляют пару антиподальных РКД с доготным интервалом между ними в  $180^\circ$ .

В течение рассматриваемых периодов обе РКД изменяли существенно форму, размеры, структуру интерьера, контраст, и тем не менее их отождествление не вызывает сомнений. Ряды РКД(+) и РКД(–) не всегда соответствовали один другому из-за лакун в ряду РКД(–), обусловленных наложе-



нием на КД активных областей. Несмотря на это антиподальные пары составили до переполюсовки ~40 % от общего числа пар, а после переполюсовки ~90%.

Наиболее интересное свойство РКД – устойчивость кэррингтоновских долгот ( $L^0$ ). В Таблице 1 значения  $L^0$  представлены для КД(+) и КД(–) – третий столбец каждой графы Таблицы наряду с временными интервалами и интервалами КО. Первые строчки –  $L^0$  - до, вторая и третья после переполюсовки. Подчеркнутые строки - периоды, в которых проявлялось вращение магнитного диполя по долготе в западном направлении. КД(–) наблюдалась на  $L \approx 173^0$  с 1984 по 1994 КО. Интересен тот факт, что КД(+), находившаяся 29.09.2000 на  $L \approx 6^0$ , была обнаружена 06.01.2002 (через 18 оборотов Солнца) практически на той же кэррингтоновской долготы  $L \approx 4^0$  и сохраняла ее вплоть до 2003 г., когда появились признаки долготного вращения диполя. КД(–) регистрировалась нами последний раз до переполюсовки на  $L \approx 181^0$  03.01.2001 (оборот № 1971) и раскрылась после переполюсовки 06.06.2002 (об.№1990) на  $L \approx 172^0$ .

**Таблица 1.**  
Рекуррентные КД эпохи высокой активности

Годы	КД(+)	Кэр.долг.	Годы	КД(–)	Кэр.долг.
	№ об.	$L^0$		№ об.	$L^0$
10.1999–09.2000	1954 – 1969	$21 \pm 6$	01.2000–01.2001	1958 – 1971	$194 \pm 20$
01.2002–12.2002	1984 – 1997	$5 \pm 2$	<u>06.2002–12.2002</u>	1990 – 1997	<u><math>173 – 252</math></u>
01.2003–12.2003	1998 – 2010	$15 – 100$	01.2003–08.2003	1998 – 2006	$256 – 300$

Такая долготная устойчивость РКД несомненно свидетельствует о связи последних с полюсами горизонтального магнитного диполя. Повидимому РКД и есть те самые искомые нами КД, которые сопровождают полюса ГМП Солнца в их миграции с одного гелиографического полюса на другой. Дополнительным свидетельством правильности нашего вывода является смещение РКД-р по гелиошироте после переполюсовки, КД(–) – к северному полюсу Солнца и КД(+) – к южному, соответствующее дрейфу одноименных полюсов магнитного диполя.

Рекуррентные КД наблюдались в 23-м цикле вплоть до начала 2005г. КД наблюдаются и в настоящее время, но их распределение по Солнцу приобрело зональный характер. Магнитный диполь близок к вертикальному.

### Заключение

Настоящая работа является четвертым [2,4,5] исследованием автора КД на Солнце, в котором, как нам кажется, сделан существенный шаг к пони-

манию природы этого феномена. Наш анализ эволюции КД в цикле активности привел нас к заключению, что *на Солнце существуют только две корональные дыры, связанные генетически с полюсами ГМП; в эпохи низкой активности, когда полюса ГМП Солнца располагаются вблизи гелиографических полюсов, КД локализуются в полярных зонах Солнца в виде перманентных полярных КД спокойного Солнца; с усилением активности КД мигрируют, следуя каждая за своим магнитным полюсом, в сторону гелиографического экватора, и в предмаксимальную и постмаксимальную эпохи наблюдаются как низкоширотные антиподальные долгоживущие рекуррентные КД; после переворота магнитного диполя РКД продолжают дрейф к полюсам Солнца, противоположным первоначальным и, приблизившись к ним, вновь обретают статус перманентных полярных КД Солнца.*

В связи с этим выводом возникает проблема, касающаяся связи двух типов магнитных полей на Солнце – ГМП и магнитных полей активных областей, а также ряд других вопросов.

Автор приносит благодарность участникам проектов Yohkoh, MDI и EIT/SOHO, SWOOPS и VYM/FGM – Ulysses за прекрасные наблюдательные данные и штату обсерватории Китт Пик, ответственному за магнитограммы солнечного диска и карты КД в линии 1083 нм HeI. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 05-02-16090.

#### Литература

1. *Badalyan, O.G.*, *Astronomical and Astrophysical Transactions*, 1995, v.9, pp.205-223.
2. *Nikolskaya, K.I.*, *Proceedings of the International Conference “Problems of Geocosmos”*, 2002, pp. 16-19.
3. *McComas, D.J., R. Goldstein, J.T. Gosling, R.M. Skoug*, *Space Sci.Rev.*, 2001, **97**, 99-103.
4. *Коржов Н.П.* Гелиосферный токовый слой и его эволюция в цикле солнечной активности. В Сборнике докладов на VII Всесоюзном семинаре по космофизике и автоматизации процессов непрерывной регистрации космического излучения, Алма-Ата 1985 г., под ред. Л.И. Дормана, Н.С. Каминера и Е.А. Ерошенко, 1986, сс.53-56.
5. *Никольская К.И.*, VII Пулковская Международная Конференция по физике Солнца, 2003, 333-338.
6. *Mogilevsky, E.I., K.I. Nikolskaya*, *Proceedings IAU Symposium No.223*, 2004, 335-336.

## **ПОТОКИ ВЕЩЕСТВА В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В БЕЛОМ СВЕТЕ НА SOHO**

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

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

## **MATTER FLOWS IN THE SOLAR CORONA FROM OBSERVATIONS IN WHIGHT LIGHT ON SOHO**

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

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

### **Abstract**

*Brief review on coronal matter velocities in the picture plane is presented using results of observations on LASCO SOHO. General features of the moving coronal formations and their velocities are systematized. On the distances of (2 - 6)  $R_{\odot}$  events have been revealed with coronal plasma motions both to the Sun and from its surface with velocities from dozens to hundreds of  $\text{km s}^{-1}$ . Possible physical nature of the events is discussed.*

### **Введение**

Динамичность солнечной короны широко известна: уширение наблюдаемых профилей спектральных линий указывает на наличие турбулентных скоростей, а доплеровские смещения линий позволяют определить скорости вещества вдоль луча зрения. Серии временных изображений дают возможность изучать эволюцию динамичных событий (эруптивные протуберанцы, выбросы вещества, корональный дождь) в проекции на картинную плоскость. Согласно наземным наблюдениям скорости в нижних слоях солнечной короны на расстояниях до  $1,25 R_{\odot}$  лежат в пределах от нескольких  $\text{km s}^{-1}$  до нескольких десятков  $\text{km s}^{-1}$  [1, 2]. Постоянное истечение вещества с поверхности Солнца (солнечный ветер) с все возрастающими скоростями, достигающими вблизи орбиты Земли  $400 - 800 \text{ km s}^{-1}$ , является предметом исследования с борта космических аппаратов и прослеживается на расстояниях, намного превышающих орбиту Земли. Наблюдения на широкоугольных коронографах LASCO SOHO позволили получить сведения о движениях корональной плазмы в высоких слоях короны на расстояниях (2 – 6)  $R_{\odot}$  и выше [3 - 10]. В настоящей статье приводится краткий обзор результатов наблюдений с борта SOHO.

### Наблюдения и методика обработки

Для исследования движения вещества в высоких слоях короны используются наблюдения на LASCO в белом свете (томпсоновское рассеяние света фотосферы на электронах короны). Инструмент состоит из трех широкоугольных коронографов с перекрывающимися полями зрения: C1 (разрешение 11", 1,1 R<sub>☉</sub> – 3 R<sub>☉</sub>), C2 (разрешение 24", 2 R<sub>☉</sub> - 6 R<sub>☉</sub>), C3 (разрешение 112", 4 R<sub>☉</sub> – 30 R<sub>☉</sub>). Для привязки к событиям на диске Солнца использовались изображения полного диска (до 1,5 R<sub>☉</sub>) в линии  $\lambda$  195 Å, получаемые на телескопе EIT SOHO.

Поскольку на таких расстояниях интенсивности корональных образований малы, применялся метод вычитания изображений. Затем, используя бегущие разности изображений, строились карты, на оси X откладывалось время, а на оси Y – расстояния в радиусах Солнца. Радиальные полоски, вырезаемые в позиционном угле, где происходит событие, ориентируются вертикально во временной последовательности. Метод предложил Walters J. H. [11]. Полоски берутся шириной (2–10)°. Из анализа карт высота-время получают временные профили скоростей и ускорений методом простого дифференцирования. Подбираются соответствующие функции для согласования с наблюдениями.

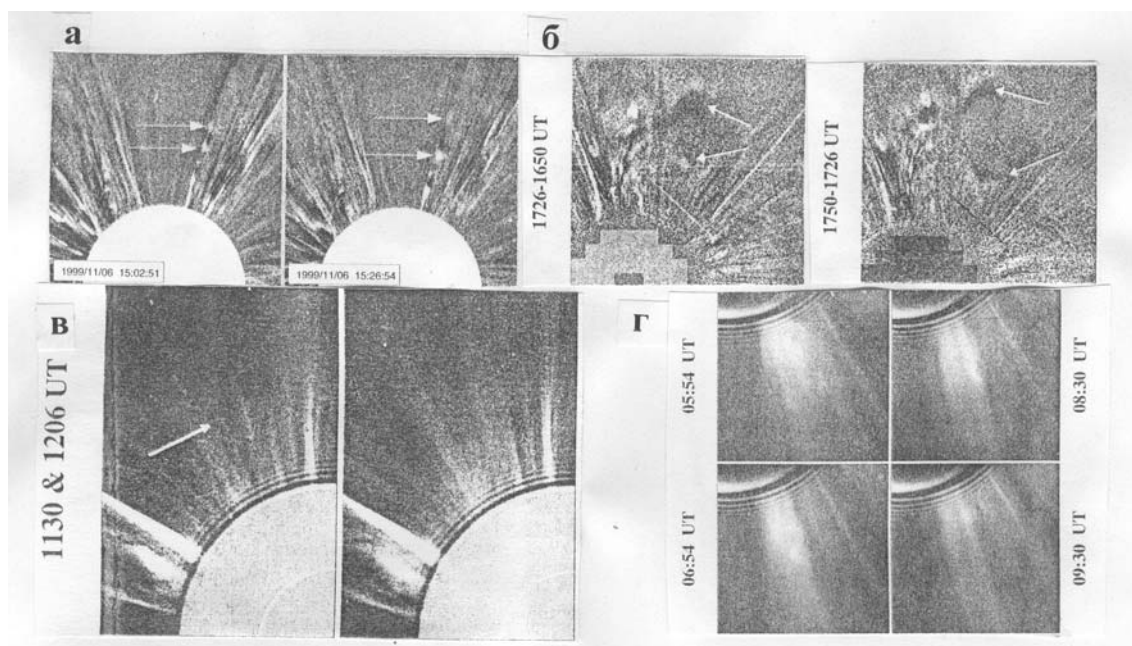
### Общие характеристики динамических явлений

Наблюдаемые явления отличаются большим разнообразием по своему внешнему виду, скоростям и направлению движения и возможно своей физической природе. Большая часть вещества, наблюдаемая на LASCO, движется от Солнца, но обнаружены многочисленные втекания солнечной плазмы внутрь. Удивительна привязка этих событий к определенным высотам: втекания вещества обнаруживаются только с расстояний, расположенных между 3 и 5 радиусами Солнца.

Определенный тип событий проанализирован в [10] на 40 случаях, когда из одной точки часть корональной материи улетает вверх, а другая часть опускается вниз, это так называемые двунаправленные события, причем скорость вверх как правило больше скорости вниз. Движения происходят по радиальным направлениям (рис. 1а по рис. 1 из [10]). Зарождение таких разлетающихся пар происходит в среднем на высоте 3,7 R<sub>☉</sub>. Передний край более яркий как у потока плазмы, улетающего вверх, так и у втекающей массы вещества.

Двунаправленное событие может наблюдаться и в широком диапазоне позиционных углов (рис. 1б по рис. 14 из [9]), например, в виде двух больших арок, одна из которых поднимается вверх, а другая опускается вниз. Между ними образуется как бы разреженная область, т. е. происходит выметание вещества короны. В этих случаях передний край представ-

ляет собой область повышенной плотности и виден более ярким по сравнению с темным последующим окаймлением.



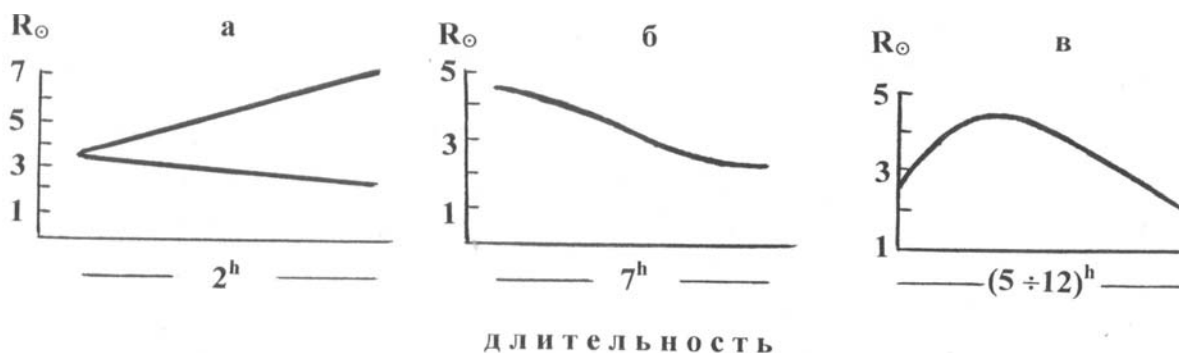
**Рис. 1.** Различные типы движения масс вещества по наблюдениям на LASCO SOHO: а) 6 ноября 1999; б) 24 октября 2000; в) 12 июня 2000; г) 6 марта 2000. Подробности в тексте.

Другими очень многочисленными событиями являются узкие однонаправленные потоки, создающие впечатление как бы тонущего столба плазмы, постепенно погружающегося вниз (рис. 1в по рис. 1 из [9]). Интенсивность излучения у этих событий очень мала. Иногда втекание вещества может происходить в широком диапазоне позиционных углов и выглядеть подобно падающей занавеси (рис. 12 из [9]). Эти события начинаются как бы спонтанно без всяких внешне видимых причин и не имеют движущуюся вверх компоненту, хотя улетающее вещество может быть невидимо просто из-за малой интенсивности излучения. Падение вещества может происходить по разным сценариям: движение может быть равномерным, замедленным, ускоренным или изменяться с ускоренного на замедленное, причем величины (и знаки) ускорений не остаются неизменными за время протекания события.

Самостоятельным видом корональных событий на таких высотах являются возвратные движения вещества, происходящие во время корональных выбросов вещества (СМЕ) из его центральных частей [7]. Пример одного из таких событий (подъем и опускание твистовой структуры, связанные с эрупцией волокна на Солнце) представлен на рис. 1г (по рис. 14 [7]). Сам корональный выброс СМЕ находится вне поля зрения. В [7] проанализированы наблюдения различного типа втеканий вещества, когда часть материи из яркой центральной части СМЕ после подъема на высоту (2,5 - 6)

$R_{\odot}$  коллапсирует и падает назад к Солнцу. Среди явлений, наблюдавшихся за период с 1998 по 2001 гг., отождествлено около 20 таких событий. В этих случаях скорость подъема СМЕ оказывается относительно медленной (около  $250\text{--}450 \text{ км с}^{-1}$ ) и часто наблюдается слабое торможение СМЕ. Неудивительно, что некоторой части вещества из внутреннего ядра СМЕ не удается достичь скорости ускользания и она остается связанной с Солнцем силами гравитации и магнитного натяжения. Чаще всего эти потоки вещества, которым не удалось ускользнуть вверх вследствие их недостаточной скорости, подхватываются последующими более энергичными потоками плазмы, приходящими снизу и в конце концов уносятся вверх.

Примеры различных траекторий вещества, наблюдающихся при корональных явлениях различного типа в высоких слоях солнечной короны, схематически изображены на рис. 2. На оси X отложена продолжительность события в часах, на оси Y – расстояние в радиусах Солнца. События, проанализированные в [10], имели время жизни порядка двух часов (рис. 2, а). Однонаправленные события могут наблюдаться в течение нескольких часов (рис. 2, б). Продолжительность возвратных событий (подъем-падение), связанных с СМЕ, бывает  $(5 - 6)^h$  и более длительная  $(12 - 13)^h$  (рис. 2, в).



**Рис. 2.** Схематические изображения различных типов движения корональной плазмы: а) разлетание по радиальному направлению вверх и вниз. б) опускание по радиальному направлению с ускорением и последующим торможением, в) возвратные движения (по радиальному направлению) части вещества из центра СМЕ.

Данные наблюдений сведены в таблицу. Приведены дата, тип события, высота в радиусах Солнца, скорости, ускорения, направленные вверх (со знаком +) или вниз (со знаком –), в начале пути, в конце пути, частота появления события. Для 40 событий, проанализированных в [10], приведены пределы скоростей вверх (вытекание)  $V_{\text{выт}}$  и вниз (втекания)  $V_{\text{вт}}$ , средняя величина разности этих скоростей составляет  $112 \text{ км с}^{-1}$ . Средняя высота образования этих пар  $3,7 R_{\odot}$ .

**Таблица.**

Дата	Событие	Высота, $R_{\odot}$	Скорости, км/с	Ускорения, $m/c^2$	Длительность h	Частота событий	Кол-ство соб.	Ссылка
V 1998 XI 2002	Двунаправл.	3,1-4,4 ср.3,7	V <sub>вт</sub> -(42-169) V <sub>выт</sub> (91-370)		$\geq 2$	1/нед.	40	[10]
24.10 2000	Двунаправлен. арки	4,0	V <sub>вт</sub> -100 V <sub>выт</sub> 180	-4 +7	2 6	неск. в месяц		[9]
12.06 2000	Тонущий столб	4,5-2,2	V <sub>нач</sub> -40 V <sub>макс</sub> -75 V <sub>кон</sub> 0	нач -6,5 кон +6,5	7	1/час		[9]
2.02 2000	Тонущий столб	4,5-2,2	V <sub>нач</sub> -40 V <sub>макс</sub> -57,5 V <sub>кон</sub> 0	нач -4,1 кон +7,0	7	1/час		[9]
25.10 1999	Тонущий столб	4,0-2,0	V <sub>нач</sub> -75 V <sub>кон</sub> -10	нач +1,9	7	1/час		[9]
13.04- 14.04 2000	Тонущий столб,  СМЕ	4,5-2,5	V <sub>нач</sub> -70 V <sub>кон</sub> -40  V <sub>нач</sub> 500-600					[9]
18.10- 19.10 1999	Подъем петель, падающий занавес	3,0-4,0  4,0-2,2	V <sub>нач</sub> +30					[9]
1998- 2001	СМЕ,  Подъем возврат ядра СМЕ	2,0-6,0 6,0-2,0	V <sub>нач</sub> 250-450  V <sub>нач</sub> 100-400 V <sub>кон</sub> -(50÷200)	нач 30÷-10 кон. -(20÷100)	5-14		20	[7]

### Обсуждения результатов и выводы

Рассмотрены разные события, связанные с втеканием и вытеканием корональной плазмы, происходящим на высотах (2–6)  $R_{\odot}$ . Из анализа величин, приведенных в таблице, видно, что скорости, ускорения и траектории движения очень разные. События часто происходят на границах секторной структуры магнитного поля Солнца или корональных дыр, в тех местах, где существует высокий градиент напряженности магнитного поля [8, 9]. Имеется связь с циклом солнечной активности. Явления более часто происходят в периоды максимума солнечной активности. Наблюдается связь с долгоживущими структурами крупномасштабного магнитного поля Солнца, что приводит к рекурентности наблюдаемых событий в короне. Тонущие объемы вещества в виде колонн или падающих занавесей, пары структур “вверх-вниз” можно объяснить с помощью модели пересоедине-

ния, при этом благоприятная высота возникновения, как показано в [13], оценивается равной примерно  $3,8 R_{\odot}$ . Ускорения в структурах, наблюдающихся в виде тонущих столбов плазмы, порядка  $(2-6) \text{ м с}^{-2}$  на высотах  $(3-5) R_{\odot}$ , т.е. меньше гравитационных  $(11-30) \text{ м с}^{-2}$  на тех же расстояниях от Солнца. Падение вещества происходит в результате действия на корональный газ разных сил - гравитации, магнитных сил, “тянущих” или тормозящих сил фоновых полей. МГД-моделирование процесса падения плотного сгустка плазмы в вертикальном магнитном поле показало образование некоторого пространства с разреженной плотностью позади уплотненного сгустка [12], что подтверждается наблюдениями, как это обсуждалось выше.

Возвратные падения вещества из ядер СМЕ с ускорениями от  $+30 \text{ м с}^{-2}$  до  $-100 \text{ м с}^{-2}$  не согласуется с теорией баллистического полета, наблюдаемые ускорения не соответствуют гравитационным. Как показано в [7], модельные расчеты траекторий с учетом гравитации, взаимодействия с потоками вещества и магнитными силами в окружающей среде в принципе могут объяснить наблюдения.

#### Литература

1. *Delone A.B., Makarova E.A.* // Sol. Phys. 1975, V.45, P.157.
2. *Delone A.B., Makarova E.A., Yakunina G.V.* // Astrophys. and Astronomy. 1988, V.9, №1, P.41.
3. *Sheeley N.R., Jr., Knudson T.N., Wang Y.-M.* // Ap. J. 2001, V.546, L131.
4. *Sheeley N.R., Jr., Wang Y.-M., Hawley S.H., et al.* // Ap. J. 1997, V.484, P.472.
5. *Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr., Walters J.H., Brueckner G.E., Howard R.A., Michels D.J., Lamy P.L., Schwenn R., Simnett G.M.* // Ap. J. 1998, V.498, L165.
6. *Wang Y.-M., Sheeley N.R., Jr., Socker D.G., Howard R.A., Rich N.B.* // J. Geophys. Res. 2000, V.105, № A11, P.25133.
7. *Wang Y.M., Sheeley N.R. Jr.* // Ap. J. 2002, V.567, P.1211.
8. *Sheeley N.R., Jr., Wang Y.-M.* // Ap. J. 2001, V.562, L107.
9. *Sheeley N.R., Jr., Wang Y.-M.* // Ap. J. 2002, V.579, P.874.
10. *Simnett G.M.* // Astr. Astroph. 2004, V.416, P.759.
11. *Sheeley N.R., Jr., Walters J.H., Wang Y.-M., Howard R.A.* // J. Geophys. Res. 1999, V.104, P.24739.
12. *Mackay D.H., Galsgaard K.* // Sol. Phys. 2001. V.198, P.289.
13. *Mann G., Klassen A., Auras H., Classen H.-T.* // Astr. Astroph., 2003, V.400, P.329.



## **О СПИРАЛЬНОСТИ В МОДЕЛЯХ ПЛАНЕТАРНОГО ДИНАМО**

**Решетняк М.Ю.**

*Институт физики Земли РАН, Москва, Россия*

## **ON THE HELICITY IN THE PLANETARY DYNAMO MODELS**

**Reshetnyak M.Yu.**

*Institute of the Physics of the Earth RAS, Moscow, Russia*

### **Abstract**

*In contrast to the usual in the astrophysics model of the helicity developed by Parker, proposed for the compressible rapidly rotating fluid, we consider incompressible liquid in the classical Boussinesq approximation. Such a system in the spherical shell can generate cyclonic and anticyclonic columns. Due to the curvature of the boundaries this model can provide a large-scale helicity. Using linear analysis, as well as the results of the 3D simulations, we discuss the spatial distribution of the helicity in the shell and its dependence on the intensity of the heat sources in terms of the Rayleigh number  $Ra$ . Applications to the planetary cores are considered.*

### **Введение**

Возникновение крупномасштабного магнитного поля в небесных телах связывается с процессами магнитоконвекции. Известно, что процесс генерации магнитного поля возможен как за счет чисто крупномасштабной конвекции [1], так и при мелкомасштабной конвекции [2]. В последнем случае генерируются как мелкомасштабные, флуктуационные магнитные поля, так и крупномасштабные, что тесно связано с понятием  $\alpha$ -эффекта в теории средних полей [3].  $\alpha$ -эффект заключается в том, что в конвективном вращающемся теле происходит нарушение отражательной симметрии, в результате чего количество, скажем, правовращающихся вихрей в северном полушарии тела систематически больше, чем число левовращающихся вихрей. В другом полушарии, наоборот, левовращающиеся вихри доминируют над правовращающимися. В свою очередь нарушение отражательной симметрии при осреднении уравнений Максвелла по турбулентным пульсациям приводит к появлению компоненты среднего магнитного поля  $\mathbf{V}$ , параллельной среднему электрическому току  $\mathbf{J} = \alpha\mathbf{V}$  (тогда как обычно магнитное поле перпендикулярно току). Упомянутая параллельная компонента магнитного поля обычно невелика, но именно она позволяет замкнуть цепь самовозбуждения магнитного поля в явлении электромагнитной индукции Фарадея.

Само нарушение отражательной инвариантности во вращающейся турбулентности обычно связывают с действием силы Кориолиса на вихри, перемещающиеся в среде с ненулевым градиентом плотности (см., напри-

мер, [4]). Пусть плотность тела уменьшается с радиусом. Тогда, поднимающийся вихрь расширяется, так что возникает скорость, направленная по радиусу вихря. Соответственно, возникает и сила Кориолиса, вызванная радиальной скоростью и общим вращением. Эта сила закручивает вихрь в обратном по отношению к общему вращению направлении. Аналогично, опускающийся вихрь сжимается, в нем тоже возникает радиальная скорость, так что сила Кориолиса закручивает этот вихрь в направлении, совпадающем с общим вращением. В результате возникает ненулевая корреляция

$$\chi^H = \langle \mathbf{v} \cdot \text{rot } \mathbf{v} \rangle \quad (1)$$

т.е. средняя спиральность течения (здесь  $\mathbf{v}$  турбулентная скорость, а  $\langle \dots \rangle$  - знак осреднения). Корреляция (1) определяет величину  $\alpha$ -эффекта (формула Моффата):

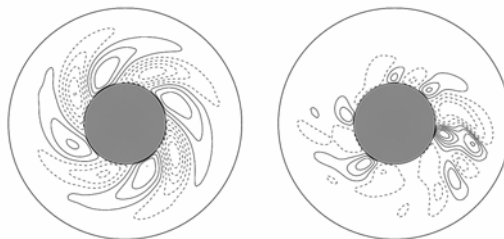
$$\alpha = -\tau^H \chi^H / 3 \quad (2)$$

где  $\tau^H$  - характерное время корреляции. Известно, что псевдоскалярную величину  $\alpha$  удается оценить из соображений симметрии, поскольку из градиента плотности и угловой скорости вращения можно единственным образом составить псевдоскаляр. Это традиционное объяснение  $\alpha$ -эффекта имеет, однако, ограниченную применимость. Прежде всего, в реальных течениях далеко не всегда удается хорошо отделить осредненное течение  $\bar{\mathbf{v}}$  от турбулентного  $\mathbf{v}$ . Приведенная связь между спиральностью и  $\alpha$ -эффектом имеет такой простой вид только для случая локальной однородной и изотропной турбулентности. Наконец, среда, в которой происходит генерация магнитного поля, далеко не всегда является сжимаемой, так что представление о расширяющихся и сжимающихся вихрях имеет ограниченную применимость. Отмеченные ограничения особенно характерны для двух очень важных примеров динамо: планетарное динамо и лабораторного динамо. В лабораторных условиях жидкий натрий, который используется в динамо-экспериментах, можно считать полностью несжимаемым. Плотность внешнего ядра Земли, с которым связывается действие механизма геодинamo, по современным представлениям меняется вдоль радиуса лишь на 15-20% [5]. В обоих случаях течения сильно анизотропны. Однако известно, что уже в первых трехмерных моделях геодинamo в приближении Буссинеска [6] были получены режимы с ненулевой крупномасштабной спиральностью. Далее мы рассматриваем возможные механизмы генерации спиральности в таких системах и приведем сравнение полученных результатов с известными моделями солнечного динамо, где механизмы генерации  $\alpha$ -эффекта в условиях несжимаемости дискутируются уже много лет [7,8].

### Результаты моделирования

Существенный прорыв в области моделирования процессов динамо, наметившийся в середине 90-х, несомненно, связан с моделированием

планетарных и, в первую очередь, геомагнитного полей. Наиболее плодотворными были и остаются модели динамо в быстровращающейся сферической оболочке, конвекция в которой поддерживается тепловыми источниками. Жидкое ядро Земли состоит, в основном, из расплавленного железа, плотность которого слабо меняется с глубиной, а коэффициент термического расширения чрезвычайно мал:  $\approx 2 \cdot 10^{-5} \text{K}^{-1}$ . В силу увеличения давления с глубиной, внутренняя область ядра с радиусом 0.35 от радиуса жидкого ядра  $L = 3.6 \cdot 10^3 \text{ км}$ , находится в твердом состоянии; электрические и магнитные свойства внутренней области считаются теми же, что и во внешней части ядра. Известно, что конвекция в ядрах планет отличается от конвекции в других телах, например в Солнце или Галактике тем, что в ядрах реализуется так называемый геострофический баланс, т.е. равенство градиента давления и силы Кориолиса. Оценка отношения сил вязкости к силе Кориолиса (число Экмана) на основном масштабе чрезвычайно мала:  $E = 10^{-15}$ . Наличие быстрого вращения, характеризуемого малыми числами Россби (т.е. когда характерное время процесса конвекции много больше периода суток на планете) в системах с подогревом снизу приводит к появлению колоноидальной конвекции [9]. Колонки представляют собой систему циклонов и антициклонов, вытянутых вдоль оси вращения. Уже на пороге генерации ( $Ra = Ra^{cr}$ ) их число весьма велико:  $m^{cr} \sim E^{-1/3} \gg 1$ , что является одной из принципиальных трудностей крупномасштабного моделирования в задачах планетарного динамо (см. линейный анализ системы на пороге возбуждения в [10]). В отличие от колмогоровской турбулентности, где конвекция на малых масштабах связана с передачей энергии от больших масштабов  $L$  к меньшим, в задачах планетарной конвекции малые масштабы  $\sim L/m$  сами могут быть источником энергии в системе.

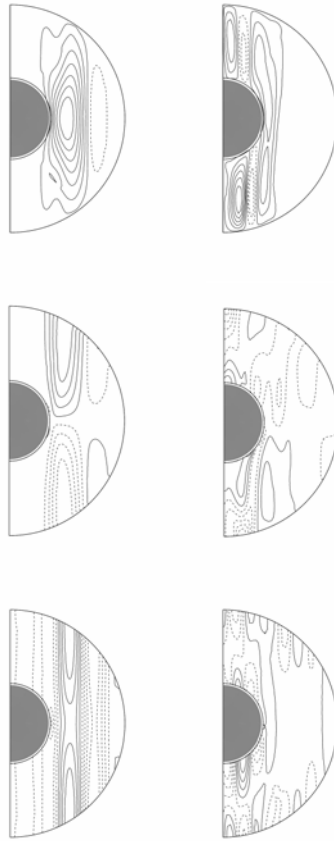


**Рис.1.** Экваториальное сечение  $V_r$ -компоненты поля скорости при  $E=10^{-4}$ ,  $Pr=1$ .

Левый рисунок  $Ra=10^2$ ,  $(-26.7, 17.3)$ , правый -  $Ra=5 \cdot 10^2$ ,  $(-118.0, 192.9)$ .

Значения в скобках соответствуют диапазону значений.

Поскольку роль вращения в таких системах сводится к двумеризации течений, то становится возможной передача энергии в обратном направлении по спектру: от малых масштабов к большим. На Рис.1,2 представлены типичные профили поля скорости для двух режимов с разными величинами  $Ra$  (см. подробней описание модели в [11]). Анализ спектров указывает на существование максимумов кинетической энергии при  $m = m^{cr}$ ,



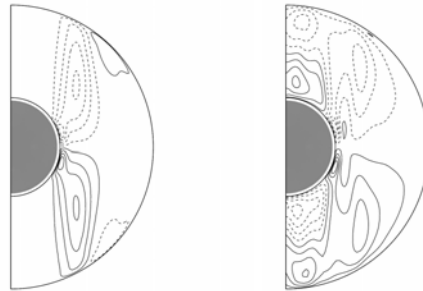
**Рис.2.** Меридиональное сечение неосесимметричной составляющей  $V_r$ -,  $V_\theta$ - и  $V_\phi$ - компонент скорости для  $E=10^{-4}$ ,  $Pr=1$ ,  $Ra=10^2$  - левая колонка и  $Ra=5 \cdot 10^2$  - правая колонка. Диапазон значений сверху вниз:  $(-4.0, 16.9)$ ,  $(-28.2, 28.4)$ ,  $(-33.6, 38.6)$  – левая колонка и  $(-46.5, 104.6)$ ,  $(-111.1, 72.1)$ ,  $(-132.4, 136.8)$  - правая колонка.

соответствующих колонкам. При увеличении числа Рэлея спектр в области малых волновых чисел ( $m < m^{cr}$ ) начинает наполняться и становится близким к постоянному. Также, при увеличении  $Ra$ , наблюдается смещение области интенсивной конвекции из внешней части ядра в область Тейлоровского цилиндра ТЦ (над и под твердым ядром), поскольку в этой области сила Кориолиса “не мешает” радиальным течениям выносить тепло от более разогретого твердого ядра.

### Генерация спиральности

Пространственное распределение спиральности для рассмотренных выше двух режимов различно. В первом случае мы наблюдаем крупномасштабную спиральность  $\chi^H$  во внешней по отношению к ТЦ части ядра, Рис.3. Также, как и для модели Паркера со сжимаемостью, в несжимаемой модели спиральность меняет свой знак на экваторе, оставаясь одного знака в каждом из полушарий. Более того, если принять, что градиент плотности по радиусу в жидком ядре  $\frac{d\rho}{dr} < 0$ , то обе модели дают один и тот же знак

для  $\chi^H$ . Течения обладают высокой степенью корреляции:  $\chi^H \sim m^{cr} V_{max}^2$ . В тоже время физика явления принципиально отличается от модели со сжимаемостью.



**Рис.3.** Меридианальное сечение осесимметричной составляющей спиральности  $\chi^H$ . Слева –  $Ra = 10^2, (-6.9 \cdot 10^5, 6.9 \cdot 10^5)$ ,  $Ra = 5 \cdot 10^2, (-3.1 \cdot 10^7, 3.0 \cdot 10^7)$ .

Рассмотрим скорость изменения завихренности  $\omega = \text{rot } \mathbf{V}$  за счет силы Кориолиса  $-\mathbf{1}_z \times \mathbf{V}$ :

$$\frac{\partial \text{rot } \mathbf{V}}{\partial t} \sim E^{-1} ((\mathbf{1}_z \cdot \nabla) \mathbf{V} - \mathbf{1}_z \text{div} \mathbf{V}), \quad (3)$$

где  $\mathbf{1}_z$  - единичный вектор вдоль оси вращения  $\mathbf{z}$ . Второй член в (3) соответствует модели Паркера и отсутствует в модели Буссинеска. Первый же член в (3) дает вклад в  $\chi^H$ :  $\sim E^{-1} \frac{\partial E_k}{\partial z}$ , где  $E_k = V^2 / 2$  - кинетическая энергия.

Приведенная зависимость  $\chi^H(E_k)$  используется в моделях солнечного динамо для нижней конвективной зоны Солнца [7,8]. Наличие хоть и слабого по сравнению с перпендикулярным к оси вращения градиентом  $\nabla_{\perp} \sim E^{-1/3}$ , градиента вдоль оси  $\mathbf{z}$ ,  $\nabla_{\parallel} \sim 1$ , является необходимым условием формирования колонок. Однако, наличие самих колонок еще не гарантирует появление крупномасштабной  $\chi^H$ . Ситуация аналогична генерации спиральности альвеновскими волнами, где наличие волн с разной поляризацией приводит к нулевой суммарной спиральности, и только отражение от твердой границы приводят к ненулевому эффекту [13]. В модели колонок для синхронизации волн принципиальным является кривизна границы жидкого ядра. Как показано в [14], знак  $\chi^H$  определяется тем, приводит ли влияние твердой границы к увеличению (уменьшению) высоты колонок при удалении от оси вращения. Очевидно, что для спиральности в ТЦ (Рис.3, режим больших  $Ra$ ) эффекты границы твердого ядра и внешней границы (мантии – для Земли) имеют разные знаки, что и наблюдается в моделях геодинамо [6], где  $Ra \sim 500 Ra^{cr}$ . Поскольку в ядрах планет полностью эффектами сжимаемости пренебречь нельзя, то следует рассматривать суперпозицию двух эффектов в (3). Для Земли это сведется к увеличению спиральности у внешней границы ядра, и уменьшению  $\chi^H$  вблизи твердого ядра.

Автор выражает благодарность Д.Д. Соколову за многочисленные обсуждения. Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ) (грант N03-05-64074) и фонда INTAS (грант N03-51-5807).

### Литература

1. **Bullard, E.C. and Gellman, H.** Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism. Phil. Trans. R. Soc. Lond. 1954. A247. 213-278.
2. **Вайнштейн С.И.** Магнитные поля в космосе. М.: Наука. 1983. 240с.
3. **Krause, F., Rüdler, K.-H.** Mean field magnetohydrodynamics and dynamo theory. Berlin: Akademie-Verlag. Berlin. 1980. 271p.
4. **Паркер Е.Н.** Космические магнитные поля. М. Мир. 1982. Т.1, 2.
5. **Geomagnetism.** ed. by Jacobs, J.A. NY. Academic Press. 1988. V.2. 579 p.
6. **Glatzmaier, G.A., Roberts, P.H.** A three-dimensional convective dynamo solution with rotating and finitely conducting inner core and mantle. Phys. Earth Planet. Inter. 1995. 91. 63-75.
7. **Rüdiger, R., Kitchatinov, L.L.** Alpha-effect and alpha-quenching. Astron. Astrophys. 1993. 269. 581-588.
8. **Криводубский В.И.** Интенсивность источников магнитных полей солнечного  $\alpha\omega$ -динамо. Астрономический журнал. 1984. 61. 3. 540-548.
9. **Busse, F.H.** Thermal instabilities in rapidly rotating systems. J. Fluid Mech. 1970. 44, 441-460.
10. **Решетняк М.Ю.** Оценка турбулентной вязкости в жидком ядре Земли. Докл. РАН. 2005. 400, 1. 105-109.
11. **Reshetnyak, M., Steffen, B.** Dynamo model in the spherical shell. Numerical Methods and Programming. 2005. 6. 27-32.  
<http://www.srcc.msu.su/num-meth/english/index.html>
12. **Busse, F.H.** Convective flows in rapidly rotating spheres and their dynamo action. Phys. Fluids. 2002. 14, 4, 1301-1314.
13. **Moffat, H.K.** Magnetic field generation in electrically conducting fluids. Cambridge: Cambridge University Press. 1978. 254p.
14. **Busse, F.H.** A model of the geodynamo. Geophys. J. R. Astr. Soc. 1975. 42, 437-459.

## **АКТИВНЫЕ ДОЛГОТЫ В СВЕТЕ ТЕОРИИ СОЛНЕЧНОГО ДИНАМО**

**Соколов Д.Д.<sup>1</sup>, Бердюгина С.В.<sup>2</sup>, Мосс Д.Л.<sup>3</sup>, Усошкин И.Г.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Физический факультет МГУ, Россия*

<sup>2</sup>*Институт астрономии, Цюрих, Швейцария и Отделение астрономии  
Университета Оулу, Финляндия*

<sup>3</sup>*Отделение математики, Университет Манчестера, Англия*

<sup>4</sup>*Геофизическая обсерватория Соданкюла (отделение в Оулу),  
Университет Оулу*

## **ACTIVE LONGITUDES IN LIGHT OF SOLAR DYNAMO THEORY**

**Sokoloff D.D.<sup>1</sup>, Berdyugina S.V.<sup>2</sup>, Moss D.L.<sup>3</sup>, Usoskin I.G.<sup>4</sup>**

<sup>1</sup>*Department of Physics, Moscow State University, Russia*

<sup>2</sup>*Institut fuer Astronomie, ETH Zentrum, Zurich, Switzerland and Astronom  
Division, University of Oulu, Finland*

<sup>3</sup>*School of Mathematics, University of Manchester, UK*

<sup>4</sup>*Sodankyla Geophysical Observatory (Oulu unit), University of Oulu, Finland*

### **Abstract**

*The problem of active longitudes selected by observations of sunspots is regarded from position of the solar dynamo theory. It is stressed that the character of rotation of active longitudes is important for theoretical interpretation. Several possible theoretical explanations of origin of active longitudes are discussed.*

Феномен активных долгот широко обсуждается в литературе, однако представляется очевидным, что прояснение природы этого явления в рамках теории солнечного динамо остро необходимо. Недавний анализ наблюдательной ситуации, предпринятый в работах [1,2] открывает, как нам представляется, соответствующие возможности. Выводы этих работ можно суммировать следующим образом. Солнечная активность не является в точности осесимметричной, так что существуют некоторые центры активности, или активные долготы. Они представляют собой долготы, где солнечные пятна преимущественно формируются или, по меньшей мере, преимущественно появляются. Однако степень асимметрии невелика, так что выделение активных долгот носит статистический характер. Важно, что активные долготы обнаруживают дифференциальное, а не твердотельное вращение, которое им молчаливо приписывалось традиционно.

Стандартное объяснение солнечного цикла активности основано на моделях солнечного динамо, которые являются в первом приближении осесимметричными. Дело в том, что источники генерации магнитного по-

ля, а именно дифференциальное вращение и т.н. альфа-эффект, связанный со спиральностью течений в конвективной зоне Солнца, естественно считать осесимметричными. Соответственно, ожидается, что и генерируемое ими магнитное поле тоже является осесимметричным. На самом деле этот вывод не столь очевиден и в некоторых случаях даже осесимметричное распределение источников генерации может приводить к преимущественному самовозбуждению неосесимметричного магнитного поля. В литературе предложен ряд моделей образования таких неосесимметричных магнитных конфигураций в контексте солнечного и звездного динамо, однако до количественного объяснения явления еще далеко. Дело в том, что сильное дифференциальное вращение эффективно сглаживает долготные неоднородности магнитного поля. В этой ситуации нам кажется полезнее не столько привести аргументы в пользу какого-либо конкретного механизма образования неосесимметричных магнитных структур и активных долгот, сколько очертить круг возможных механизмов такого рода.

Ключевым обстоятельством, требующим учета при изучении активных долгот, является дифференциальное вращение поверхности Солнца. Поэтому само определение долготы требует обсуждения. Обычно вводятся т.н. каррингтоновские долготы, которые вращаются в сидерической системе координат со скоростью один оборот в 25.38 дней. Синодическая скорость вращения слегка меняется в течение года из-за эксцентриситета земной орбиты, но составляет в среднем один оборот в 27.2753 дня. Эта величина и используется для определения каррингтоновских долгот. Хотя эта скорость вращения и найдена по скорости вращения низкоширотных солнечных пятен, *a priori* нет причин для того, чтобы активные долготы вращались в точности с той же скоростью. Анализ данных по данным о солнечных пятнах с 1870 г., предпринятый в [1,2] без априорного предположения о законе вращения активных долгот, в действительности показал, что удастся выделить две активные долготы, примерно противоположные друг другу. Эти активные долготы вращаются дифференциально, т.е. зависят от широты. Их скорость вращения отлична как от каррингтоновской, так и от средней скорости вращения солнечных пятен на соответствующей широте. Естественно, в каждый момент времени одна из этих долгот более выражена, чем другая, однако время от времени их интенсивности меняются местами. Это явление получило название флип-флопов. Нечто подобное удастся наблюдать и на других звездах.

Первичные и вторичные долготные максимумы активности удастся выделить в обоих полушариях Солнца, однако в южном полушарии они несколько смещены по отношению к северному. Контрастность активных долгот несколько зависит от способа визуализации, т.е. от того, как именно дискретные положения солнечных пятен сглаживаются до непрерывного распределения. Однако активные долготы остаются в той или иной степе-



ни заметными при различных способах сглаживания, а их контраст по сравнению с остальными долготами составляет примерно 10%.

Дифференциальный характер вращения активных долгот отмечался, хотя и не с такой степенью отчетливости, ранее и по другим трассерам солнечной активности.

Наблюдаемый дифференциальный характер вращения активных долгот представляет заметную проблему для теории солнечного динамо, поскольку неосесимметричные магнитные структуры, которые удается получить в рамках этой теории, вращаются твердотельно, хотя скорость их вращения не обязана совпадать с каррингтоновской.

Рассмотрим вопрос о дифференциальном вращении активных долгот более подробно. Данные по солнечным пятнам характеризуют лишь поведение магнитного поля вблизи максимума волны солнечной активности. Другими словами, из них можно получить зависимость от времени (фазы цикла) широты  $\psi(t)$  и долготы  $\lambda(t)$  для максимума активности в момент  $t$ . При этом мы предполагаем, что кривая вращения является осесимметричной. Однако данные по солнечным пятнам не дают прямого ответа о том, на какой долготе достигается в данный момент времени максимум тороидального магнитного поля для каждой из возможных широт. В то же время теоретическая интерпретация феномена дифференциального вращения должна предполагать именно такую информацию. Пусть  $\lambda^*(\psi, t)$  – долгота, на которой тороидальное магнитное поле достигает максимума на широте  $\psi$  в момент  $t$ . Тогда  $\lambda(t) = \lambda^*(\psi(t), t)$ . Однако мы не можем полностью восстановить  $\lambda^*(\psi, t)$  по известным  $\lambda(t)$  и  $\psi(t)$ . Опираясь на имеющиеся данные, мы можем предполагать, что скорость вращения магнитных структур  $\omega$ , понимаемая как производная по времени величины  $\lambda^*$ , зависит от широты. Мы называем это наиболее прямолинейное понимание наблюдательных данных ниже истинным дифференциальным вращением. Альтернативная интерпретация неосесимметричных магнитных структур, связанных с активными долготами, состоит в том, что активные долготы вращаются дифференциально, тогда как связанные с ними магнитные структуры предполагаются вращающимися твердотельно. Это возможно в силу стробоскопического эффекта, связанного с тем, что сама структура изогнута дифференциальным вращением и движущаяся волна активности выхватывает из нее различные куски. Мы провели серию простых численных экспериментов, показывающих, что стробоскопический эффект действительно может воспроизвести феноменологию дифференциально вращающихся активных долгот при твердотельно вращающихся магнитных структурах.

Подчеркнем, что анализ одних только данных по солнечным пятнам не может различить две указанные интерпретации. Даже если бы объем данных был достаточен для различения тонкой структуры распределения солнечных пятен вблизи активных долгот, собственное движение солнечных пятен могло бы замаскировать тонкие различия между двумя рассмат-

риваемыми интерпретациями. Мы видим путь к различению этих интерпретаций в привлечении данных по другим трассерам, а в данный момент рассматриваем их как равноправные.

Перейдем теперь к возможным теоретическим объяснениям обсуждаемого феномена.

Традиционно модели солнечного динамо для крупномасштабного магнитного поля строятся осесимметричными. Появление активных долгот кажется неестественным в рамках этих моделей. Однако степень несовместимости идей солнечного динамо с концепцией активных долгот кажется слегка преувеличенной. Во-первых, традиционные модели солнечного динамо описывают среднее магнитное поле, т.е. магнитное поле, осредненное по большим временным или пространственным масштабам или по статистическому ансамблю для того, чтобы подавить конвективные флуктуации. В то же время данные по солнечным пятнам не связаны с таким осреднением. Нет сомнения, что полное магнитное поле Солнца неосесимметрично. Строго говоря, уже дискретная природа солнечных пятен ведет к некоторому нарушению осевой симметрии. Различие между полным и средним магнитными полями могло бы привести к появлению активных долгот в наблюдательных данных. Однако оно едва ли совместимо с существованием долгоживущих активных долгот, выявляемых в наблюдениях. Скорее можно было бы ожидать появления хаотических отклонений от осевой симметрии. Ситуация, однако, не столь очевидна. В самом деле, предполагается, что геомагнитное поле возбуждается в общих чертах тем же механизмом, что и солнечный цикл. В то же время магнитные и географические полюса Земли заметно смещены друг относительно друга, так что возникают выраженные “активные долготы”. По нашему мнению, вопрос заслуживает дополнительного изучения.

В принципе, активные долготы можно было бы рассматривать как области, в которых образование солнечных пятен почему-либо происходит легче, чем в других местах [3]. Это объяснение тоже приводит к нерегулярному, хаотическому поведению активных долгот.

Оказывается, что в некотором, хотя и достаточно узком, диапазоне параметров механизм динамо средних полей в сферической оболочке приводит к преимущественному появлению неосесимметричных структур даже при осесимметричном распределении источников генерации. Это происходит потому, что тороидальное магнитное поле может регенерироваться из полоидального двумя путями, с помощью дифференциального вращения и альфа-эффекта. Обычно первый из этих механизмов сильнее, но второй тоже может быть заметен. При этом оба механизма регенерации не всегда работают согласованно, так что иногда оказывается выгоднее пожертвовать потерями за счет закручивания неосесимметричной структуры дифференциальным вращением с последующим усилением диссипации, но согласовать их работу. Аналитическими методами эффект исследован в

[4]. Неосесимметричные магнитные структуры, генерируемые таким образом на кинематической стадии, могут выжить и на нелинейной стадии эволюции магнитного поля. Первые результаты здесь восходят к 90-ым годам [5,6]. Нелинейное динамо в принципе способно воспроизвести в явления флип-флопа [7]. Подчеркнем, что в этих моделях магнитные структуры вращаются твердотельно, так что это объяснение совместимо только со стробоскопической интерпретацией.

Можно попробовать согласовать эту картину возникновения активных долгот с представлением об их истинном дифференциальном вращении, используя то, что генерация крупномасштабного магнитного поля и образование солнечных пятен не прямо связаны друг с другом. При этом пришлось бы предполагать, что магнитное поле, образующее пятна, отрывается от твердотельно вращающейся структуры и вовлекается в дифференциальное вращение во время миграции на поверхность.

Возможности объяснения неосесимметричных структур расширяются при учете отклонений гидродинамики от осевой симметрии. Например, неосесимметричные магнитные структуры могут возникать в двойных системах [8]. Нельзя исключить, что меридиональная циркуляция является неосесимметричной.

Еще одной правдоподобной причиной, которая могла бы вести к возникновению неосесимметричных магнитных структур на Солнце, представляется наличие реликтового магнитного поля, замороженного в зону лучистого переноса Солнца. Проводимость вещества зоны лучистого переноса достаточно высока для того, чтобы это поле могло просуществовать время, сравнимое с возрастом Солнца. Даже небольшое реликтовое поле, проникшее в вышележащие области, могло бы существенно усиливаться дифференциальным вращением. При этом естественно было бы ожидать вращения активных долгот со скоростью, соответствующей скорости вращения ядра, что, однако, противоречит наблюдениям.

Мы исследовали предлагаемое объяснение численно и убедились, что из-за сильного дифференциального вращения Солнца возникающие таким образом неосесимметричные магнитные структуры с трудом проникают на поверхность Солнца, так что объяснение активных долгот с помощью реликтового поля наталкивается на количественные трудности.

Привлекательной возможностью образования неосесимметричных магнитных структур является специфическая нелинейная неустойчивость, возникающая из-за взаимодействия между магнитным полем и гидродинамическим течением и приводящая к наклону магнитного экватора Солнца относительно его геометрического экватора [9]. Это объяснение не требует специального подбора параметров солнечного динамо.

Суммируя, можно сказать, что феномен активных долгот не находится в непримиримом противоречии с представлениями теории солнечного динамо. Если принять стробоскопическую интерпретацию дифференциаль-

ного вращения активных долгот, видно несколько путей, приводящих к их объяснению. Хотя количественное объяснение требует детального численного моделирования, ситуация представляется обнадеживающей. Гораздо более трудно обстоит дело в случае принятия представления об истинном дифференциальном вращении активных долгот. Хотя мы и не можем в принципе исключить такую возможность в рамках рассмотренных магнитогидродинамических объяснений, нам не удалось воспроизвести ее с помощью численных экспериментов.

Работа поддержана Академией Финляндии в рамках проектов 43039, 107796 и РФФИ в рамках проекта 04-02-16068. Мы благодарны А. Бранденбургу за полезные обсуждения. Д.С. и Д.М. благодарны университету Оулу и Институту им. И. Ньютона, Кембриджский университет за гостеприимство.

### Литература

1. *Berdyugina, S.V., Usoskin, I.G.* 2003, *Astron. Astrophys.*, 405, 1121.
2. *Berdyugina, S.V., Usoiskin, I.G., Poutanen, J.*, 2005, astro-ph/0508422.
3. *Ruzmaikin, A.A.* 1998, *Sol. Phys.*, 181, 1.
4. *Bassom, A., Kuzanyan, K., Soward, A.M., Sokoloff, D.* 2005, *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.*, in press.99, 309.
5. *Raedler, K.-H., Weidemann, E., Meinel, R., Brandenburg, A., Tuominen, I.*, 1990, *Astron. Astrophys.*, 239, 413.
6. *Moss, D., Tuominen, I., Brandenburg, A.* 1991, *Astron. Astrophys.*, 245, 129.
7. *Moss, D.* 2004, *MNRAS*, 352, L17.
8. *Moss, D., Piskunov, N., Sokoloff, D.* 2002, *Astron. Astrophys.*, 396, 885.
9. *Dikpati, M., Cally, P. S., Gilman, P.* 2004, *ApJ*, 610, 597.

## **РАЗВИТИЕ ДИФфуЗИОННОЙ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА: НОВЫЙ ВЗГЛЯД НА СТРУКТУРУ И ПРИРОДУ ХЭЙЛОВСКОЙ МАГНИТНОЙ ПАРЫ**

**Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.**

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

## **THE DEVELOPMENT OF DIFFUSION MODEL OF SOLAR CYCLE: A NEW APPROACH TO THE NATURE AND STRUCTURE OF THE HALE'S MAGNETIC COUPLE**

**Soloviev A.A., Nagovitsyn Yu.A.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo, Saint-Petersburg, Russia,  
solov@gao.spb.ru, nag@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*The diffusion-relaxation model of Solar Magnetic Cycle (SMC) basically has formulated in [1]. The main idea is that the observable 22-year magnetic cycle (the Hale's cycle) is formed by a certain indivisible large-scaled dissipative structure of magnetic field. It is generated in convective zone and then dissipates through the Sun interior, losing own energy due to the turbulent diffusion. The process takes 22 years. After this time the initial magnetic structure goes away irreversibly to the interplanetary space. Then the process repeats: new magnetic structure, similar but independent on the previous one, emerges and stipulates all complexity of SMC. The principal prediction of the model [1] was: the magnetic structure, that forms entire SMC, should irreversibly vanish, decaying and "getting older" due to the process of energy dissipation. Existence of "arrow of time" on 22-yr timescale demands a following property: any characteristics of stochastic processes, related to the entropy of magnetic system, should manifest gradual change during the 22-yr cycle and abrupt return to the initial value at the origin of new cycle, when the old structure goes away.*

*In fact, this effect was discovered by one of co-author of this paper (Yu. Nagovitsyn [2]) as early as 1988. In [2] it were studied the variations of an intimate of connection between different adjacent both the "energetical" and "temporal" characteristics of 11-year cycles inside the 22-year SMC to generalize the known Gnevyshev-Ohl rule (the Rule). It was shown that the traditional Rule relates even 11-year cycle with the following odd one: "energetical" characteristics (the areas under cyclic curve) reveal maximal correlation in even+odd couples. However, the "temporal" characteristics (times between neighboring extremes) reveal strong correlation with coefficient 0.94 within odd+even couple (e. g. 21<sup>st</sup> and 22<sup>nd</sup> cycles). This correlation, being maximal in the beginning of the odd cycle, decreases in monotone way to the zero in the following 22 years. This phenomenon can be explicitly explained as manifestation of action of "Arrow of Time", i.e. as increasing of entropy during a progression of the Hale's pair of SMC. The entropy, peaks when the old structure is on the verge to escape the Sun, then decreases abruptly when the new magnetic structure emerges.*

*Hence: i) the basic idea of diffusion-relaxation model of SMC is supported by independent data; ii) the definition of Hale's pair in framework of the Gnevyshev-Ohl's law should be transformed: every 22-year SMC starts with odd 11-year cycle; iii) manifestation of*

*the “energetical” Gnevychiev-Ohl rule can be explained in the terms of diffusion: when dissipative magnetic structure escapes the Sun, it still has “a story” of strong magnetic flux, which overlaps the fluxes of the new emerging Hale’s structure. This overlapping of 22-yr magnetic cycles produces the effect of “energetic correlation” between the last (even) 11-yr cycle of escaping couple and the first (odd) 11-yr cycle of the new magnetic pair; iv) As a conclusion to forecasting of solar activity we shall notice that we cannot predict an energetic characteristic of a next cycle (i.e. an amplitude of maximum) together with a temporal parameter (i.e. an epoch of maximum) with equal accuracy simultaneously.*

## **Введение**

В работе [1] была предложена новая диффузионно-релаксационная модель солнечного цикла, согласно которой 22-летний магнитный (хэйловский) цикл есть проявление единой диссипативной структуры магнитного поля, сформировавшейся в конвективной зоне и непрерывно диффундирующей наружу, «прорисовывая» на поверхности Солнца всю ту совокупность явлений, которую связывают с циклом солнечной активности.

Таким образом, главное отличие новой модели цикла от всех ранее предлагавшихся состоит в отказе от циклической регенерации магнитного поля за счет альфа-эффекта (т.е. от превращения тороидального магнитного поля, обеспечивающего формирование активных областей, в полоидальное, дающее начало новому циклу). Цикличность процесса в данной модели обеспечивается тем, что в конвективной зоне после ухода из нее одной «отработавшей» магнитной структуры на ее месте из магнитного потока, забрасываемого из тахоклина в конвективную зону, возникает другая крупномасштабная знакопеременная структура.

Основное теоретическое предсказание модели состояло в том, что в силу выраженного диссипативного характера указанного процесса магнитная структура должна в течение всего цикла необратимо стареть и разрушаться. Существование «стрелы времени» на масштабах 22 лет должно будет проявляться в том, что любая характеристика стохастичности процесса, связанная с энтропией магнитной системы, должна обнаруживать монотонный ход изменения в течение хэйловского цикла.

Выявление такого рода эффектов послужило бы важным аргументом в пользу нового подхода, но у авторов [1] до последнего времени подобных наблюдательных свидетельств не было.

## **«Пила Наговицына»\***

При обсуждении этой проблемы выяснилось, что еще в 1988 году одним из соавторов заметки, предлагаемой читателю, было выполнено исследование [2], которое фактически обнаружило описанный выше эффект, но тогда этот результат остался незамеченным. В [2] было рассмотрено

---

\* Ответственность за этот термин несет А.А. Соловьев.

изменение тесноты связей между последовательными как «энергетически», так и «временными» характеристиками 11-летних циклов в функции фазы 22-летнего цикла, – т.е. была предпринята попытка обобщения правила Гневнышева-Оля (рассматривающего суммарные за цикл величины индексов), на закономерности формы циклов (т.е. на временной характер развертывания активности).

Повторим ниже основные моменты исследования [2].

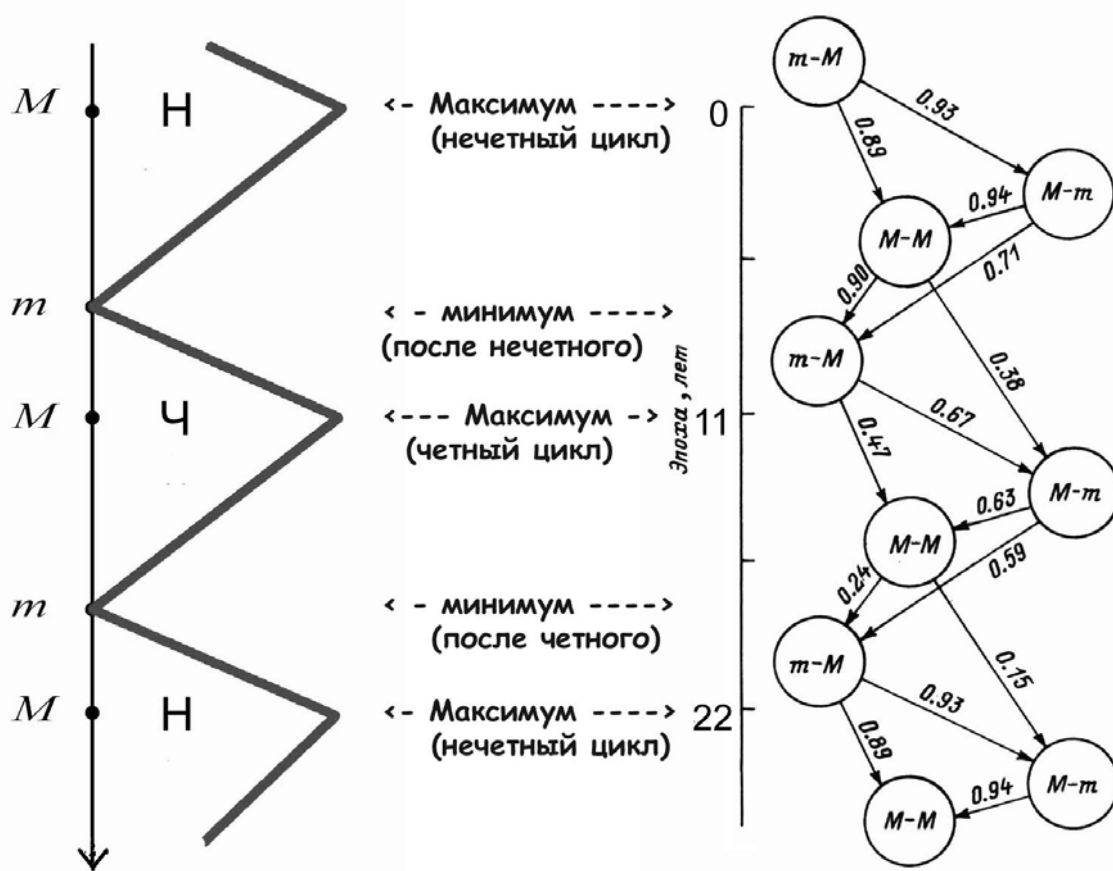
Рассмотрим временные (фазовые) характеристики циклов для индекса суммарной площади солнечных пятен по Гринвичу, причем для увеличения статистики удвоим набор, составив его как из северного, так и южного полушарий Солнца. В обозначениях, принимаемых, например, в [3],  $m - M$ ,  $M - m$  и  $M - M$  будут означать продолжительности ветви роста 11-летнего цикла, его ветви спада и промежутка между максимумами соседних циклов соответственно. Находя коэффициенты корреляции  $\rho$  между всеми такими величинами в наборе всех имеющихся циклов отдельно для четных и нечетных и ограничивая себя интервалом  $|t_k - t_i| \approx \frac{11}{2}$  лет между средними эпохами  $t_i$  этих величин в 22-летнем цикле, мы получаем серию  $\{\rho(t_i, t_k)\}$ , выражающую собой оценки тесноты связей между избранными характеристиками циклов. Она схематически изображена на рис.1 (идея подобного представления корреляций, но для другой задачи, принадлежит А.И.Олю). За нулевую эпоху 22-летнего цикла была условно принята эпоха максимума нечетного цикла.

Аналогичную процедуру произведем не только для экваториальной, но и для полярной активности, используя в качестве ее индекса синтетический ряд полярных факелов в системе Мунт-Вилсон, полученный в [4]. (В скобках напомним то известное обстоятельство, что полярная активность имеет свои специфические особенности развития; в частности, 11-летние циклы полярных факелов находятся в противофазе к циклам пятен – свойство, названное в свое время В.Ф. Чистяковым «законом Вебера» по имени первооткрывателя этих объектов).

Нанесем теперь все полученные коэффициенты корреляции на рисунок, изображая их как горизонтальные черточки между соответствующими средними эпохами различных  $m - M$ ,  $M - m$  и  $M - M$  в фазе 22-летнего цикла – рис.2 (в [2] приведен несколько другой вариант рисунка: отдельно для экваториальной и полярной активности).

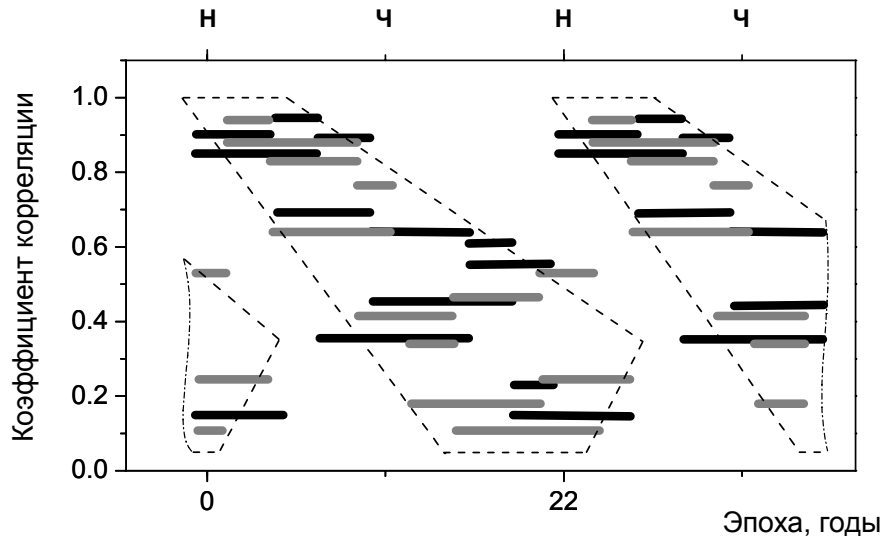
Таким образом, в [2] было показано, что в то время как в рамках традиционного правила Гневнышева-Оля для «энергетических» характеристик (площадей под циклической кривой) максимальная корреляция связывает четный с последующим нечетным циклом в паре, «временные» характеристики (продолжительности промежутков между соседними экстремумами

– показатели формы цикла) показывают наиболее сильную связь (коэффициент корреляции  $k = 0.94$ ) в пределах нечетного цикла, а затем эта связь монотонно уменьшается до нуля за 22 года (рис. 2). Последнее обстоятельство как раз и может быть истолковано как «стрела времени»: проявление процесса увеличения энтропии во временном профиле хэйловской пары циклов от ее возникновения до разрушения. Важно также отметить тот нетривиальный факт, что поскольку экваториальная и полярная активность показывают сходную картину (рис.2), процесс возрастания энтропии в 22-летнем цикле происходит одновременно (или почти одновременно) на всем Солнце от экватора до полюсов.



**Рис.1.** Иллюстрация процедуры, произведенной в [2]. В левой части рисунка схематически изображены последовательные нечетные (Н) и четные (Ч) 11-летние циклы и их экстремумы. В правой части – схема корреляций. Например, подписи над стрелочками у верхних трех кружков означают, что продолжительность ветви роста нечетных циклов коррелирует с длиной их ветви спада с  $\rho = 0.93$ , а с интервалом между максимумом нечетного цикла и максимумом последующего четного с  $\rho = 0.89$ . Последняя же величина коррелирует с продолжительностью ветвей спада нечетных циклов с  $\rho = 0.94$ . Эти же характеристики, но через 11 лет, когда изменится характер четности (4, 5 и 6 кружки сверху), будут давать  $\rho = 0.67, 0.47$  и  $0.63$  соответственно.





**Рис.2.** Изменение тесноты связей между временными характеристиками 11-летних циклов в зависимости от фазы 22-летнего цикла. Черные жирные линии – площади пятен, серые – полярные факелы. Пунктир выделяет всю область монотонного уменьшения коэффициента корреляции в течение 22-летнего цикла. Буквами Н и Ч, как и раньше, отмечены эпохи максимумов нечетного и четного циклов соответственно.

### Заключение

В свете вышеизложенного становится ясно, что, во-первых, *основная идея диффузионно-релаксационной модели солнечного цикла находит независимое и серьезное подтверждение в свойствах имеющихся наблюдательных рядов, описывающих солнечную цикличность*, а во-вторых, *представление о хэйловской паре циклов должно быть принципиально пересмотрено: магнитный 22-летний цикл начинается нечетным 11-летним циклом*, а проявление «энергетического», традиционного, правила Гневышева-Оля следует связывать с тем, что после ушедшей в результате диффузии наружу (в верхние слои солнечной атмосферы) хэйловской магнитной структуры остается еще достаточно мощный «хвост» магнитного потока, на который накладываются потоки следующей хэйловской пары. Это перекрытие 22-летних магнитных циклов и создает эффект «энергетической» корреляционной связи между последним циклом уходящей пары и первым циклом новой.

Важно также подчеркнуть, что при новой трактовке структуры хэйловской пары второй (четный) цикл в паре оказывается, как правило, ниже, чем первый, что вполне естественно объясняется диссипативным, диффузионным характером всего процесса развития цикла активности.

Кроме того, возвращаясь к результатам работы [2], еще раз заметим, что если традиционное правило Гневышева-Оля фиксирует высокую обусловленность энергетических характеристик в последовательности *чет-*

*ный-нечетный* циклы, то данная работа дополнительно указывает на высокую обусловленность временных характеристик (фазовых профилей циклов) в паре *нечетный-четный* циклы, причем характер изменения степени обусловленности в зависимости от эпохи 22-летнего цикла – монотонный. Следовательно (прогностический вывод), мы либо знаем «энергетику» следующего цикла (когда живем в четном цикле), либо момент наступления следующего максимума (когда живем в нечетном), поскольку неопределенности соответствующих величин  $\Delta E$  и  $\Delta T$  оказываются связанными приближенным «соотношением неопределенности»  $\Delta E * \Delta T \sim \text{const} (!)$ .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 04-02-17560 и программы Президиума РАН № 30 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце – Земля».

### Литература

1. **Соловьев А.А., Киричек Е.А.** Диффузионная теория солнечного магнитного цикла. Элиста - Санкт-Петербург, Калмыцкий ГУ – ГАО РАН, 2004. – 181 с.
2. **Наговицын Ю.А.** Правила четности 11-летних циклов и корреляционные свойства 22-летнего цикла солнечной активности // Солнечные данные, 1988, № 12, с. 109-112.
3. **Аллен К.У.** Астрофизические величины. М.: Мир. 1977. – 446 с.
4. **Наговицын Ю.А.** «Синтетический» ряд среднегодовых чисел полярных факелов в 1847-1979 гг. // Солнечные данные, 1988, № 8, с. 88-95.

## **РАЗВИТИЕ ДИФФУЗИОННОЙ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА: ПОВЕДЕНИЕ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

**Соловьев А.А., Киричек Е.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Россия*

## **THE DEVELOPMENT OF DIFFUSION MODEL OF SOLAR CYCLE: THE BEHAVIOR OF MAGNETIC FIELDS**

**Soloviev A.A., Kiricheck E.A.**

*Pulkovo astronomical observatory of RAS, Russia, 196140, St-Petersburg*

### **Abstract**

*In according with the diffusive model of solar magnetic cycle, it forms as result of diffusion of some dissipative magnetic structure through the solar atmosphere. The effect of “arrow of time” obtained by Nagovitsyn in 1988 for 22-year cycle, gives the important evidence of dissipative nature of the cycle. The new simplified version of the model is given, taking into account the Nagovitsyn-saw-effect.*

### **Введение**

Как показано в работе [1], учет открытого Наговицыным в 1988 году эффекта пилообразного изменения внутри 22-летнего цикла коэффициента корреляции его временных характеристик [2] существенно меняет взгляд на структуру хэйловской пары. Этот эффект подтверждает основную идею диффузионной теории цикла [3], но, с другой стороны, и заставляет нас пересмотреть некоторые ее частные положения. При моделировании хэйловской магнитной пары, по-видимому, нельзя предполагать, как это неявно допускалось нами в [3], что по ходу цикла генерируются новые гармоники диффузионного решения. В данной работе излагается упрощенная, по сравнению с [3], версия диффузионной теории цикла, описывается характер поведения полоидального и тороидального полей в цикле, кратко обсуждается и возможный механизм поддержания солнечной цикличности в целом.

### **Диффузионное решение**

Рассмотрим в МГД-приближении диффузию магнитного поля в сферическом слое – конвективной зоне Солнца, предполагая, что система обладает осевой симметрией: ни одна из ее характеристик не зависит от угла поворота  $\varphi$  в сферической системе координат  $(\theta, \varphi, r)$ , где  $r$  – расстояние от центра Солнца,  $\theta$  – полярный угол. Векторы индукции магнитного поля и поля скорости крупномасштабных течений плазмы (включая дифференциальное вращение и меридиональную циркуляцию) имеют вид:  
 $\mathbf{B} = (B_\theta(r, \theta, t), B_\varphi(r, \theta, t), B_r(r, \theta, t)), \quad \mathbf{V} = (V_\theta(r, \theta, t), V_\varphi(r, \theta, t), V_r(r, \theta, t)).$

Уравнение индукции для среднего крупномасштабного магнитного поля, получаемого из мелкомасштабного, «запутанного» хаотическими движениями плазмы, как результат его пространственного усреднения по турбулентным пульсациям, имеет вид [4-7]:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = (D + D_T) \Delta \mathbf{B} + \text{rot} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}] \cong D_T \Delta \mathbf{B} + \text{rot} [\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad (1)$$

где  $D = c^2/4\pi\sigma$ ,  $\sigma$  - электропроводность плазмы,  $D_T$  - коэффициент турбулентной диффузии. В конвективной зоне Солнца  $D_T \gg D$ . В уравнении (1) отсутствует член  $\text{rot}(\alpha \mathbf{B})$ , описывающий гиротропную турбулентность ( $\alpha$ -эффект). Мы хотим выяснить, насколько далеко можно продвинуться в описании солнечного цикла, не прибегая к гипотезе  $\alpha$ -эффекта, т.е. предполагая, что гиротропные свойства в солнечной турбулентности выражены слабо, так что ее можно считать не только однородной, но и изотропной. В уравнении (1) учтено, однако, влияние однородной мелкомасштабной турбулентности на диффузию среднего магнитного поля. Турбулентная диффузия от наличия  $\alpha$ -эффекта не зависит [7]; для коэффициента  $D_T$  можно использовать качественную формулу [4-7]:

$$D_T \cong v^2 \tau / 3, \quad (2)$$

где  $v$  - среднеквадратичная скорость перемешивания жидкости в ячейке конвекции,  $\tau$  - корреляционное время. Существующие в литературе численные оценки  $D_T$  [4-7] варьируют в пределах порядка величины и находятся в интервале значений  $\approx (10^{12} \div 10^{13}) \text{ см}^2/\text{с}$ .

Векторные поля  $\mathbf{B}(r, \theta, t)$  и  $\mathbf{V}(r, \theta, t)$ , включающие в себя как циклически переменную, так и квазистационарную части, должны быть найдены из уравнений магнитной гидродинамики, содержащих только магнитное поле и поле скорости, т.е. из уравнения (1) и уравнения для азимутальной составляющей уравнения движения, которая определяет изменение азимутальной скорости (момента вращения солнечных слоев) со временем [8]:

$$\frac{\partial V_\varphi}{\partial t} = - \left[ \frac{V_\theta}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta V_\varphi)}{\partial \theta} + \frac{V_r}{r} \frac{\partial(r V_\varphi)}{\partial r} \right] + \frac{1}{4\pi \rho_0} \left[ \frac{B_\theta}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta B_\varphi)}{\partial \theta} + \frac{B_r}{r} \frac{\partial(r B_\varphi)}{\partial r} \right]. \quad (3)$$

Угловая скорость  $\Omega(r, \theta, t)$  связана с азимутальной компонентой линейной скорости очевидным соотношением:  $V_\varphi = \Omega r \sin \theta$ . В уравнение (3), кроме магнитного поля и поля скорости, входит невозмущенная плотность плазмы  $\rho_0(r)$ , задаваемая моделью конвективной зоны. (Уравнение соленоидальности магнитного поля  $\text{div} \mathbf{B} = 0$  не является независимым: оно следует из уравнения индукции (1) и начального условия  $\text{div} \mathbf{B}|_{t=0} = 0$ ).

Введем полоидальный магнитный поток:

$$\Psi(r, \theta, t) = - \int_0^r B_\theta \sin \theta r dr. \quad (4)$$

Условие  $\text{div} \mathbf{B} = 0$  запишется с учетом определения (4) в следующей форме:

$$B_\theta = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r}, \quad B_r = \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta}, \quad (5), (6)$$

В покомпонентной записи уравнение индукции (1) имеет вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial B_\theta}{\partial t} &= \frac{D_T}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{\partial(rB_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r(V_r B_\theta - V_\theta B_r)), \\ \frac{\partial B_r}{\partial t} &= -\frac{D_T}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \left( \frac{\partial(rB_\theta)}{\partial r} - \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right) \right) + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta (V_r B_\theta - V_\theta B_r)), \\ \frac{\partial B_\varphi}{\partial t} &= \frac{D_T}{r} \left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} (rB_\varphi) + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta B_\varphi)}{\partial \theta} \right) \right] + \\ &\quad + \frac{\partial(r(V_\varphi B_r - V_r B_\varphi))}{r \partial r} - \frac{\partial(V_\theta B_\varphi - V_\varphi B_\theta)}{r \partial \theta}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Примем линейную связь между полоидальными компонентами магнитного поля и поля скорости в виде

$$V_\theta = \frac{r_0}{B_{0,T}} \varepsilon_0(r, \theta, t) B_\theta(r, \theta, t), \quad V_r = \frac{r_0}{B_{0,T}} \varepsilon_0(r, \theta, t) B_r(r, \theta, t), \quad (8)$$

где  $\varepsilon_0(r, \theta, t)$  - некоторая функция, имеющая размерность частоты,  $r_0$  - характерный пространственный масштаб изменения магнитного поля,  $B_{0,T}$  - масштаб напряженности тороидального среднего поля (постоянный коэффициент  $r_0 / B_{0,T}$  введен в (8) только для удобства контроля размерностей). Благодаря условию (8) в двух первых уравнениях системы (7) исчезнут слагаемые, содержащие разность  $(V_r B_\theta - V_\theta B_r)$ , так что справа в них сохранятся только диффузионные члены. Третье уравнение системы (7) запишется в виде:

$$\frac{\partial(rB_\varphi)}{\partial t} = D_T \left[ \frac{\partial^2(rB_\varphi)}{\partial r^2} + \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial(\sin \theta rB_\varphi)}{\partial \theta} \right) \right] + \left( \frac{\partial G}{\partial r} \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} - \frac{\partial G}{\partial \theta} \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right), \quad (9)$$

где обозначено:

$$G = \frac{1}{r \sin \theta} \left( V_\varphi - \frac{\varepsilon_0 r_0 B_\varphi}{B_{0,T}} \right) = \Omega(r, \theta, t) - \frac{\varepsilon_0 r_0 B_\varphi}{r \sin \theta B_{0,T}}. \quad (10)$$

Положим, что  $G$  - функция магнитного потока:  $G = G(\Psi)$ , и примем для простоты, что это линейная функция  $\Psi$ :

$$G = \Omega_0 + \frac{\varepsilon_1(t)}{r_0^2 B_{0,P}} \Psi(r, \theta, t), \quad (11)$$

где  $\Omega_0$  - константа,  $\varepsilon_1(t)$  - некоторая функция времени с размерностью частоты,  $B_{0,p}$  - масштаб напряженности полоидального магнитного поля. Тогда якобиан в правой части (9) обращается в ноль, и мы вместо системы (7) получаем (в покомпонентной записи) уравнение диффузии магнитного поля в виде:

$$\frac{\partial(\tilde{r}B_\theta)}{\partial\tilde{t}} = \frac{\partial}{\partial\tilde{r}} \left( \frac{\partial}{\partial\tilde{r}} \tilde{r}B_\theta - \frac{\partial B_r}{\partial\theta} \right), \quad (12)$$

$$\frac{\partial(\tilde{r}^2 B_r)}{\partial\tilde{t}} = -\frac{1}{\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \sin\theta \left( \frac{\partial}{\partial\tilde{r}} \tilde{r}B_\theta - \frac{\partial B_r}{\partial\theta} \right) \right), \quad (13)$$

$$\frac{\partial(\tilde{r}B_\varphi)}{\partial\tilde{t}} = \frac{\partial^2}{\partial\tilde{r}^2} (\tilde{r}B_\varphi) + \frac{\partial}{\partial\theta} \left( \frac{1}{\tilde{r}^2 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} (\sin\theta \tilde{r}B_\varphi) \right). \quad (14)$$

При записи уравнений (12)-(14) использованы безразмерные переменные:

$$\tilde{r} = r/r_0, \quad \tilde{t} = t/t_D(r_0), \quad (15)$$

где  $r_0$  - характерный масштаб изменения магнитного поля, а

$$t_D(r_0) = r_0^2 / D_T \quad (16)$$

- скиновое (диффузионное) время в масштабе  $r_0$ .

Тороидальная компонента  $B_\varphi$  не входит в уравнения (12), (13), описывающие поведение полоидальных компонент, т.е. полоидальное и тороидальное магнитные поля в процессе диффузии эволюционируют независимо.

Подставляя соотношения (6) в уравнения (12) или (13) и предполагая, что в выражении для магнитного потока  $\Psi$  переменные разделяются, мы получим для него решение в виде следующего ряда:

$$\Psi(\tilde{r}, \theta, \tilde{t}) = B_{0,p} r_0^2 \sin^2 \theta \sum_k M_k(\tilde{r}, \tilde{t}) P'_k(\cos\theta). \quad (17)$$

Здесь  $P'_k(\cos\theta)$  - производная от многочлена Лежандра степени  $k$  по его аргументу  $\cos\theta$ ,  $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ , а функция  $M_k(r, t)$  удовлетворяет скалярному уравнению диффузии в сферическом слое:

$$\frac{\partial M_k}{\partial\tilde{t}} = \frac{\partial^2 M_k}{\partial\tilde{r}^2} - \frac{k(k+1)}{\tilde{r}^2} M_k. \quad (18)$$

Решение уравнения (14) для тороидального (азимутального) магнитного поля будем искать в виде:

$$B_\varphi = \frac{B_{0,T}}{r_0^2 B_{0,p}} \frac{\Phi(\tilde{r}, \tilde{t}, \theta)}{\tilde{r} \sin\theta}, \quad (19)$$

где  $B_{0,T}$  - единица измерения напряженности тороидального магнитного поля. После подстановки (19) в (14) нетрудно убедиться, что решение для потока  $\Phi(\tilde{r}, \tilde{t}, \theta)$  имеет структуру совершенно аналогичную  $\Psi(\tilde{r}, \theta, \tilde{t})$  (фор-

мула (17)). Существенная разница лишь в том, что, поскольку  $B_\varphi$  не зависит от других компонент поля, то коэффициенты и параметры в ряду  $\Phi(\tilde{r}, \tilde{t}, \theta)$  могут быть выбраны независимо от коэффициентов и параметров ряда  $\Psi(\tilde{r}, \theta, \tilde{t})$ .

Учитывая известные свойства полиномов Лежандра, следует принципиально различать решение в виде ряда по нечетным и четным степеням полинома. Будем далее для удобства обозначать нечетные степени индексом  $2k+1$ , а четные – индексом  $2k$ , где  $k=0, 1, 2, 3, \dots$ , т.е. положим в (17) и (19):

$$\Psi(\tilde{r}, \theta, \tilde{t}) = \Psi_{2k+1}(\tilde{r}, \theta, \tilde{t}); \quad \Phi(\tilde{r}, \theta, \tilde{t}) = \Psi_{2k}(\tilde{r}, \theta, \tilde{t}). \quad (20)$$

Ряд по нечетным степеням хорошо подходит для описания полоидального поля, а ряд по четным – для описания тороидального магнитного поля. При таком распределении степеней полиномов для тороидального магнитного поля выполняется правило Хэйла: это поле меняет знак на экваторе и имеет разные направления в северном и южном полушариях Солнца. Радиальное магнитное поле на полюсах светила также имеет в этом случае разные знаки. Из (10) и (11) следует закон вращения солнечных слоев в сформулированной нами диффузионной задаче:

$$\Omega(r, \theta, t) = \Omega_0 + \frac{\varepsilon_0(r, \theta, t) r_0 B_\varphi(r, \theta, t)}{B_{0,r} r \sin \theta} + \frac{\varepsilon_1(t) \Psi_{2k+1}(r, \theta, t)}{B_{0,p} r_0^2}. \quad (21)$$

Константу  $\Omega_0$  в (22) положим равной  $2\pi \times 430$  нГц согласно данным гелиосейсмологии [9], что соответствует одному обороту за 26.9 суток. Это означает, что  $\Omega_0$  должно примерно на порядок превышать значение двух последних слагаемых в (21), которые определяют вариации угловой скорости вращения по широте и глубине. Функции  $\varepsilon(r, \theta, t)$  и  $\varepsilon_1(t)$  можно выбрать так, что в самых поверхностных слоях Солнца основную роль в вариациях вращения будут играть относительно более сильные тороидальные магнитные поля, а полоидальные поля будут давать небольшие добавки в закон вращения (главным образом, - вблизи экватора, где тороидальные поля обращаются в нуль). Начиная, однако, с глубин в несколько десятков тысяч километров, распределение скорости вращения по глубине и по широте будут уже полностью определяться последним членом в (21), который содержит в себе не только циклически изменяющиеся, но и квазистационарные полоидальные магнитные поля, напряженность которых в конвективной зоне может составлять десятки и даже сотни килоэрстед [10,11].

Таким образом, закон вращения, определяемый диффузионной задачей, в общем виде выглядит так:

$$\Omega(R, \theta, t) \cong \Omega_0 + \frac{\varepsilon_0(r, \theta, t)}{\tilde{r}^2} \sum_k M_{2k}(\tilde{r}, \tilde{t}) P'_{2k}(\cos \theta) + \\ + \varepsilon_1(t) \sin^2 \theta \sum_k (M_{2k+1}(\tilde{r}, \tilde{t}) + M_{2k+1}^{kvs}(\tilde{r}, \tilde{t})) P'_{2k+1}(\cos \theta). \quad (22)$$

Для поверхностных, фотосферных слоев ( $\tilde{r} \cong R/r_0$ ) он приближенно запишется в форме:

$$\Omega(R, \theta, t) \cong \Omega_0 + \frac{\varepsilon_0(r, \theta, t)}{\tilde{r}^2} \sum_k M_{2k}(\tilde{r}, \tilde{t}) P'_{2k}(\cos \theta). \quad (23)$$

Для достаточно глубоких подфотосферных слоев конвективной зоны, где основную роль в ряде по  $k$  играют сильные квазистационарные поля [3,10,11], а влиянием относительно слабых циклически переменных полей можно пренебречь, закон вращения примет вид:

$$\Omega(R, \theta, t) \cong \Omega_0 - \frac{\varepsilon_0(r)}{\tilde{r}^2} \sum_k M_{2k+1}^{kvs}(\tilde{r}) P'_{2k+1}(\cos \theta). \quad (24)$$

В выражениях (22) и (24)  $M_{2k+1}^{kvs}$  относится к квазистационарным магнитным полям, не подверженным турбулентной диффузии, но диссипирующим благодаря обычному омическому затуханию, так что характерное время их изменения на много порядков больше, чем  $t_D(r_0) = r_0^2/D_T$ , т.е.:

$\left| \frac{\partial M_{2k+1}^{kvs}}{\partial \tilde{t}} \right| \approx D/D_T \ll 1$ . В [3] было показано, что распределение сильных квазистационарных полей по радиусу Солнца можно подобрать так, что наблюдаемый методами гелиосейсмологии [9] закон вращения солнечных слоев в конвективной зоне будет хорошо описываться формулой (24).

Обратимся далее к нелинейному уравнению (3). После подстановки в него  $V_\varphi$  из (21) отбросим относительно малые нелинейные члены, сохранив только основной, линейный по магнитному потоку, член с большой константой  $\Omega_0$ :

$$\frac{\partial \Omega}{\partial t} \cong - \frac{2\Omega_0}{r \sin \theta} [V_\theta \cos \theta + V_r \sin \theta]. \quad (25)$$

Уравнение (25) определяет слабые вариации угловой скорости вращения Солнца в течение цикла (крутильные колебания), связанные с меридиональной циркуляцией газа ( $V_\theta, V_r \ll V_\varphi$ ).

Если мы продифференцируем по времени закон вращения для поверхностных слоев (24), пренебрегая для упрощения модели возможной зависимостью функции  $\varepsilon_0(R, \theta, t)$  от времени:  $\varepsilon_0(R, \theta, t) = \varepsilon_0(R, \theta)$ , и приравняем правую часть получаемого выражения к правой части (25), то в результате найдем:



$$\sum_k \frac{\partial M_{2k+2}}{a \partial \tilde{t}} P'_{2k+2} = \cos \theta \sum_k \frac{\partial M_{2k+1}}{\partial \tilde{r}} P'_{2k+1} - \frac{r_0}{R} \sum_k (2k+1)(2k+2) M_{2k+1} P_{2k+1}, \quad (26)$$

где обозначено:

$$a = 2\Omega_0 t_D(r_0) \frac{B_{0,P}}{B_{0,T}}. \quad (27)$$

Отметим сразу основное свойство эволюционного уравнения (26), задающего связь между циклически переменными тороидальным и полоидальным магнитными полями в самой верхней части конвективной зоны и в наблюдаемых слоях Солнца. Когда полоидальное поле меняет знак, т.е. когда обращается в нуль правая часть уравнения (26), тогда оказывается равной нулю производная по времени от тороидального поля, т.е. это поле достигает экстремальных значений (или имеет точку перегиба). Иными словами, если ход тороидального поля со временем внутри цикла можно в первом приближении представить как один период функции  $\sin(\omega t)$ , то изменение со временем полоидального магнитного поля в хэйловском цикле можно приближенно описать одним периодом функции  $\cos(\omega t)$ . Этим объясняется, почему «переполюсовки», т.е. перемены знака полоидального магнитного поля происходят вблизи максимума пятенной активности Солнца (т.е. вблизи экстремума тороидального поля). Данный эффект связи тороидального и полоидального поля, отсутствующий в чисто диффузионной задаче, обусловлен, как видим, переносом углового момента магнитным полем (уравнение (8)).

Что касается константы  $a$ , задаваемой определением (27), то ее численное значение устанавливает связь между характерными напряженностями полоидального и тороидального полей. Если в качестве масштаба изменения магнитного поля принять толщину конвективной зоны  $r_0 \cong 200$  тысяч км, то при оценке  $D_T \cong 1 \times 10^{12} \text{ см}^2/\text{с}$  диффузионное время в этом масштабе составит  $t_D(r_0) = \frac{r_0^2}{D_T} \approx 12.75$  года, и мы из формулы (26) получим:

$$\frac{B_{0,T}}{B_{0,P}} \cong 2161/a.$$

Отношение характерных напряженностей тороидального и полоидального магнитных полей на поверхности Солнца составляет около 200, следовательно,  $a \approx 10$ .

Наконец, пользуясь формулами (6), (17), (19) и (20), а также учитывая, что для полиномов Лежандра выполняется известное соотношение:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} (\sin^2 \theta P'_k(\cos \theta)) = k(k+1) \sin \theta P_k(\cos \theta), \quad (28)$$

(штрихом в (28) обозначена производная по  $\cos \theta$ ), выпишем выражения для компонент вектора магнитного поля:

$$B_{\theta}(\tilde{r}, \tilde{t}) = -B_{0,P} \frac{\sin \theta}{\tilde{r}} \left[ \sum_k \frac{\partial M_{2k+1}}{\partial \tilde{r}} P'_{2k+1}(\cos \theta) \right], \quad (29)$$

$$B_r(\tilde{r}, \tilde{t}) = B_{0,P} \frac{1}{\tilde{r}^2} \left[ \sum_k (2k+1)(2k+2) M_{2k+1} P_{2k+1}(\cos \theta) \right], \quad (30)$$

$$B_{\varphi}(\tilde{r}, \tilde{t}) = B_{0,T} \frac{\sin \theta}{\tilde{r}} \left[ \sum_k M_{2k+2}(\tilde{r}, \tilde{t}) P'_{2k+2}(\cos \theta) \right]. \quad (31)$$

Таким образом, представленное решение включает в себя не только выражения для компонент магнитного поля (29)-(31) и скорости меридиональных течений (8), но и закон дифференциального вращения (формулы (22)-(23)), а также уравнение (25), которое определяет дополнительную к диффузионной задаче связь между гармониками тороидального и полоидального магнитных полей.

Выше мы не делали никаких предположений о структуре функции  $\varepsilon(R, \theta)$ , определяющей в соответствии с (8) геометрию меридиональных течений. В рамках диффузионной задачи эта функция остается неопределенной. Для того, чтобы меридиональные течения меняли знак на экваторе, а не проходили от полюса до полюса, и, кроме того, достаточно быстро убывали бы с глубиной, можно принять, например:

$$\varepsilon(\tilde{r}, \theta) = \frac{\varepsilon_0 \tilde{r}^2}{\bar{\rho}_0(\tilde{r})} \cos \theta, \quad (32)$$

где  $\varepsilon_0$  - константа,  $\bar{\rho}_0(\tilde{r})$  – равновесная плотность солнечной плазмы, нормированная на некоторое поверхностное значение.

### 3. Диффузионные возмущения на поверхности Солнца и омега-эффект

Обратимся к скалярному уравнению диффузии (19), определяющему ту часть полного решения диффузионной задачи, которая зависит от радиального расстояния и времени. Уравнение (18) известно в математической физике, в частности для него известна функция Грина вида ([12], с. 84):

$$M_k(\tilde{r}, \tilde{t}) = C_k \frac{\sqrt{\tilde{r}}}{\tilde{t}} \exp\left(-\frac{\tilde{r}^2 + q_k^2}{4\tilde{t}}\right) I_{k+1/2}\left(\frac{q_k \tilde{r}}{2\tilde{t}}\right), \quad (33)$$

где  $C_k, q_k$  - вещественные константы,  $I_{\beta}\left(\frac{q_k \tilde{r}}{2\tilde{t}}\right)$  - модифицированная функция Бесселя. Решение (33) соответствует начальному условию точечного «впрыскивания» диффузионного материала (в данном случае – магнитного потока) на уровне  $\tilde{r} = q_k$  в момент  $\tilde{t} = 0$ . Точное решение краевой задачи в виде интегрального представления через начальное распределение поля и функцию Грина (33) известно для случая  $k = 0$  ([12], с. 85). Для произвольного значения  $k$  такое решение не построено.

Для уравнения (18) имеется также решение с полностью разделенными переменными ([12], с.84):

$$M_k(\tilde{r}, \tilde{t}) = \tilde{N}_k \sqrt{\tilde{r}} \exp(-\mu_k^2(t - t_{0k})J_{k+1/2}(\mu_k \tilde{r})), \quad (34)$$

где  $\tilde{N}_k$  и  $\mu_k$ ,  $t_{0k}$  - некоторые константы. В силу того, что функции Бесселя образуют полный ортонормированный базис, любое начальное распределение магнитного поля может быть представлено как суперпозиция гармоник вида

$$M_k(\tilde{r}, 0) = \tilde{N}_k \exp(\mu_k^2 t_{0k}) \sqrt{\tilde{r}} J_{k+1/2}(\mu_k \tilde{r}), \quad (35)$$

с различными значениями параметра  $\mu_k$ . При «включении» диффузии в ряде из таких гармоник со временем будут, в первую очередь, исчезать слагаемые с большими значениями  $\mu_k$ , т.е. неоднородности поля в малых масштабах, а затем - члены с меньшими  $\mu_k$ . Такое неравномерное убывание гармоник различных масштабов обеспечит диффузионное расплывание начального распределения в соответствии с физическим смыслом уравнения диффузии. Следует, однако, заметить, что если в ряду (35) подобрать такие значения  $\mu_k$ , чтобы на поверхности Солнца в начальный момент времени выполнялось условие  $J_{k+1/2}(\mu_k R/r_0) = 0$ , то это условие сохранится и в дальнейшем, т.е. магнитное поле на этой поверхности будет отсутствовать в любые другие моменты времени, а внутри звезды магнитное поле станет убывать по модулю, не распространяясь наружу.

В случае любого иного подбора параметров  $\mu_k$  диффузия приведет к распространению магнитного поля за пределы области, первоначально занятой полем.

В работе [3] для описания сильных квазистационарных полей в конвективной зоне нами было использовано распределение (35) и показано, что соответствующим подбором спектра  $\mu_k$  можно добиться полного совпадения теоретического распределения угловой скорости по глубине и широте с данными гелиосейсмологических наблюдений.

Для моделирования хэйловского магнитного цикла мы использовали в [3] частное решение уравнения диффузии (18) довольно специфического и сложного вида и было показано, что формально при помощи этого решения, выбирая соответствующим образом свободные параметры и соответствующие сдвиги начальных фаз  $\tilde{t}_{0,k}$ , можно промоделировать практически все особенности хэйловского магнитного цикла. Проблема, однако, заключается в том, что при таком моделировании неявно предполагается, что в течение всего цикла к диффузионному решению могут добавляться новые гармоники, что противоречит основному результату работы [2]. Знакопеременный характер циклически изменяющихся на поверхности Солнца магнитных полей оказывается при таком подходе связан не с тем, что первоначальное поле в подфотосферных слоях было также знакопеременным, а именно с генерацией по ходу развития цикла новых (и с другим знаком) гармоник диффузионного возмущения. Результаты работы [2] заставляют нас по-другому строить диффузионную модель цикла. Прежде всего, учтем омега-эффект, который, несомненно, имеет место на Солнце и состоит в

«наматывании» тороидального магнитного поля из полоидального за счет дифференциального вращения. Для этого, обобщая диффузионную задачу, введем в закон вращения (21), определенный диффузионным решением, дополнительные члены, соответствующие данным Говарда и Харвея [13], а именно: в выражениях (11) и, соответственно, (21) заменим  $\Omega_0$  на величину:  $\Omega_0(1 - A \cos^2 \theta - B \cos^4 \theta)$ , т.е. получим:

$$G = \Omega_0(1 - A \cos^2 \theta - B \cos^4 \theta) + \frac{\varepsilon_1(t)}{r_0^2 B_{0,P}} \Psi(r, \theta, t), \quad (36)$$

где  $A \cong 1/8$ ,  $B \cong 1/6$ . Эти коэффициенты несколько меняют свою величину в течение цикла, но пока для простоты примем их постоянными.

Будем по-прежнему считать, что соотношения (8) выполняются, т.е. компоненты полоидального магнитного поля определяются чисто диффузионным решением:  $\Psi_{2l+1} \equiv \Psi_{2l+1}^*$  (Здесь и далее решения диффузионной задачи будем отмечать звездочкой). Уравнение (9), служащее для определения тороидальной компоненты поля, изменится по сравнению с диффузионной задачей, поскольку якобиан в его правой части уже не будет обращаться в нуль. Поэтому решение для азимутального (тороидального) поля будем искать в виде:

$$B_\varphi(r, \theta, t) = f(t) B_\varphi^*(r, \theta, t), \quad (37)$$

где  $f(t)$  - некоторая функция времени, модулирующая диффузионное решение для тороидального поля  $B_\varphi^*$  за счет омега-эффекта. После подстановки (36) и (37) в уравнение (9) получим:

$$\frac{\partial f(t)}{\partial t} B_\varphi^*(r, \theta, t) = -2\Omega_0(A \cos \theta + 2B \cos^3 \theta) \sin \theta \frac{\partial \Psi^*}{\partial r}. \quad (39)$$

Отсюда с учетом (6) и (26) найдем:

$$\frac{\partial f(t)}{a \partial \tilde{t}} B_\varphi^*(r, \theta, t) = \frac{B_{0,T}}{B_{0,P}} (A \cos \theta + 2B \cos^3 \theta) \sin^2 \theta B_\varphi^*(r, \theta, t). \quad (40)$$

Модулирующая функция  $f(t)$ , связывающая, согласно (40), полоидальную и тороидальную компоненты поля, должна быть выбрана из дополнительного по отношению к диффузионной задаче эволюционного уравнения (25). Как мы видели выше, из анализа этого уравнения следует, что хорошим приближением к реально наблюдаемому поведению тороидальных и полоидальных полей в цикле могут служить функции синуса и косинуса на интервале одного периода:

$$\left. \begin{aligned} f(t) &= c + \sin(\pi \tilde{t}), \\ \frac{\partial f(\tilde{t})}{a \partial \tilde{t}} &= \frac{\pi}{a} \cos(\pi \tilde{t}), \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

где  $c$  – некоторая константа, по модулю меньше единицы.

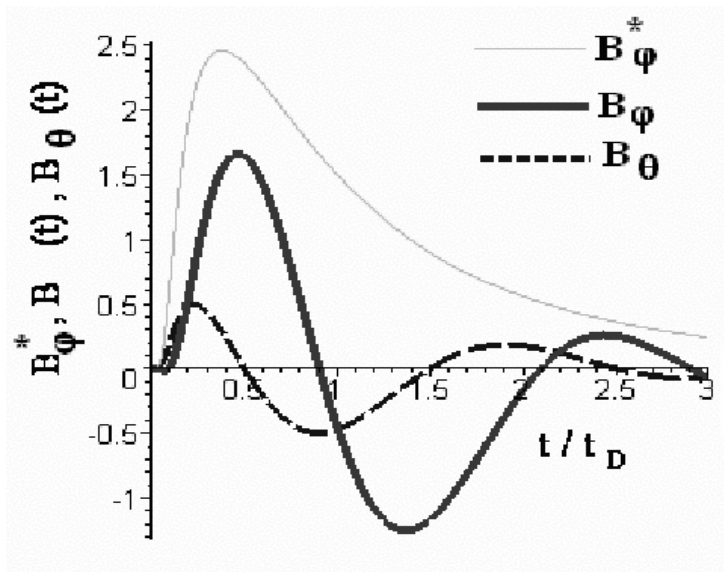
Если диффузионное распределение для тороидального поля  $B_\varphi^*(r, \theta, t)$  представить решением (33) (функция Грина), то  $B_\varphi(r, \theta, t) = f(t) B_\varphi^*(r, \theta, t)$  и

$B_\theta(r, \theta, t) \sim \frac{\partial f(\tilde{t})}{\partial \tilde{t}} B_\phi^*(r, \theta, t)$  будут иметь вид, показанный на рис.1, что хорошо соответствует современным представлениям о поведении тороидальных и полоидальных магнитных полей в цикле.

#### 4. Обсуждение

Как мы видим, диффузионное приближение с учетом омега-эффекта позволяет вполне удовлетворительно построить хэйловский магнитный цикл. За рамками рассмотрения остается вопрос о том, каким образом после ухода из конвективной зоны (вследствие диффузии) одной хэйловской магнитной пары ей на смену приходит следующая аналогичная магнитная структура, т.е. чем поддерживается весь солнечный цикл в целом.

Наиболее вероятным нам представляется механизм «впрыскивания» в конвективную зону снизу, из области тахоклина, магнитного потока, накапливаемого там до определенного предела за счет постоянного действия омега-эффекта. Физической причиной такого квазипериодического процесса может служить неустойчивость Кельвина-Гельмгольца, типа той, что была исследована в [14] для нижней хромосферы, или полученные Джалиловым [15] вихревые крупномасштабные структуры на нелинейной фазе их развития.



**Рис.1.** Временные зависимости магнитных полей в хэйловском цикле.

Тонкой сплошной линией изображен диффузионный импульс  $B_\phi^*$  на поверхности Солнца для основной (второй) гармоники тороидального поля, заданной функцией Грина (33) при  $R/r_0 = 3.5$ ,  $q_2 = 2.4$ ,  $C_2 = 1$ . Толстая сплошная линия – решение для тороидального поля  $B_\phi(r, \theta, t) = B_\phi^* f(t)$ , пунктирная линия - решение для меридиональной составляющей поля  $B_\theta \sim B_\phi^* \frac{\partial f(t)}{\partial \tilde{t}}$ . Принято:  $f(t) = -0.3 + \sin(\pi \tilde{t})$ . Длительность магнитного цикла - около  $2t_D(r_0)$  (при  $D_T \cong 1.17 \times 10^{12} \frac{\tilde{n}^2}{\tilde{n}}$  это составит 22 года).

## Литература

1. **Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.** Развитие диффузионной модели солнечного цикла: новый взгляд на природу и структуру хэйловской пары // настоящий сборник. С. 447-452.
2. **Наговицын Ю.А.** Правила четности 11-летних циклов и корреляционные свойства 22-летнего цикла солнечной активности // Солнечные данные, 1988, №12, С. 109-112.
3. **Соловьев А.А., Киричек Е.А.** Диффузионная теория солнечного магнитного цикла// Элиста-Санкт-Петербург, Калмыцкий ГУ-ГАО РАН, 2004. -181 с.
4. **Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А.** - Турбулентное динамо в астрофизике. - М.: Наука, 1980. - 352 с.
5. **Паркер Е.Н.** - Космические магнитные поля. М.: Мир. 1982. В 2-х ч.
6. **Прист Э.Р.** - Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир. 1985. 589 с.
7. **Вайнштейн С.И.** Магнитная гидродинамика космической плазмы и токовые слои. – М.: Наука, 1985. – 192 с.
8. **Unz F., Walter K.** General magnetic field and rotation of the outer layers of the Sun // Solar Phys. 1969. V. 8. no.2, P. 310-315.
9. **Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F. et al.** Dynamic variations at the base of the solar convection zone //Science. 2000. V. 287. P. 2456-2474.
10. **Antia H.M., Chitre S.M., and Thompson M.J.** On variation of the latitudinal structure of the solar convection zone // A & Astrophys. 2003. V. 399. P. 329-336.
11. **Dziembowsky W. A., Goode P.R., Kosovichev A.G., Schou J.** Signature of the rise of solar cycle 23 // Astrophys. J. 2000. V. 537. P. 1026-1038.
12. **Полянин А.Д.** - Справочник по линейным уравнениям математической физики.- М.: Физматлит. 2001. - 576 с.
13. **Howard R., Harvey J.** Spectroscopic Determination of Solar Rotation // Solar Physics.1970, V.12, P. 23-51.
14. **Мусцовой В.В., Соловьев А.А.** Неустойчивость Кельвина-Гельмгольца в ячейке суперконвекции как возможный механизм образования солнечных спикул // Астрономический журнал. 1997. т. 74. №2, с. 254-262.
15. **Джалилов Н.С., Штауде Ю.** Глобальные колебания Солнца. Б.: «ЭЛМ», 2005. – 312 с.

## **ДВА ТИПА КРУПНОМАСШТАБНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА СОЛНЦЕ**

**Степанян Н.Н., Андреева О.А.**

*НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория»  
П. Научный, Крым, Украина*

## **TWO TYPES OF MACROSCALE MAGNETIC FIELDS ON THE SUN**

**Stepanian N. N., Anryeyeva O. A.**

*Crimean Astrophysical Observatory  
Nauchny, Crimea, Ukraine*

### **Abstract**

*The features of evolutions of magnetic fields of opposite signs and different intervals of the strength within  $\pm 100$  Gs were studied. The research was based on observations carried out with the magnetograph for the longitudinal magnetic fields at the Kitt Peak Observatory during last 3 solar cycles.*

*Next results were received: Two groups of magnetic fields differing on the characteristics, are allocated on the Sun. The magnetic fields of the first group have strength from 0 to  $\pm 100$  Gs and are the most clearly seen within  $\pm(3 - 10)$  Gs. The magnetic fields of the second group appears when the strength becomes more then about  $\pm(15 - 20)$  Gs and are the most clearly seen when the strength is equal about  $\pm(75 - 100)$  Gs. The both types of fields are present in the interval  $\pm(20 - 100)$  Gs. The anomaly of the height of cycle's obtained from total magnetic fluxes presents for 23d cycle in the second group of fields only.*

*NSO/Kitt Peak data used here are produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC, and NOAA/SEL.*

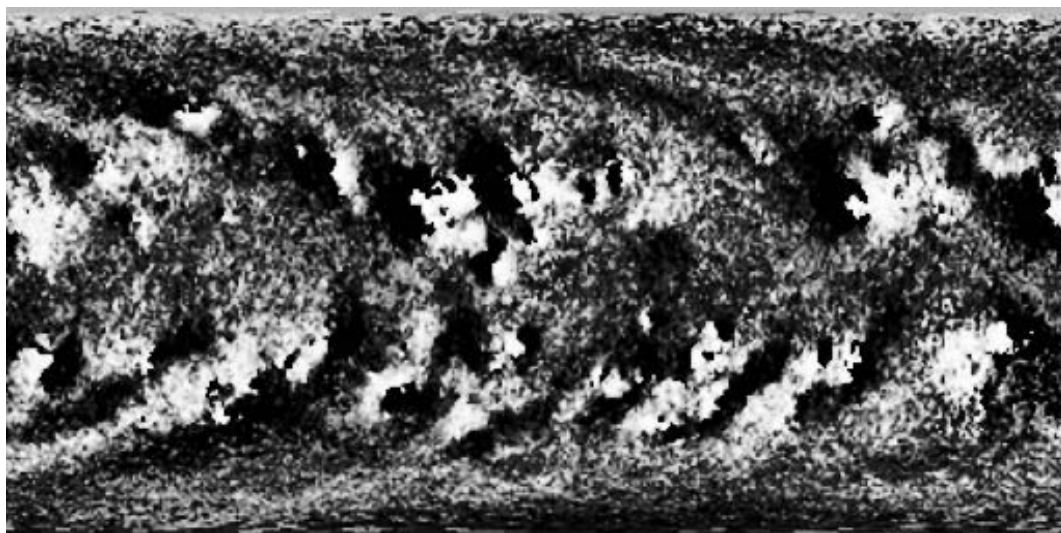
Закономерности изменения солнечной активности в течение 22-летнего магнитного цикла и на более длинных временных интервалах изучены многими авторами и изложены в большом числе монографий. Сошлемся на книгу Ю.И. Витинского [1]. Большинство работ опирается на данные по относительным числам солнечных пятен (числам Вольфа, как они назывались в более ранних работах). В последнее время исследования цикличности проводились по  $H\alpha$  наблюдениям и измерениям магнитных полей. Из этих работ стало ясно, что на Солнце магнитные поля разных напряженностей и пространственных масштабов существуют одновременно и по разному развиваются в течение времени.

Настоящая работа посвящена изучению особенностей эволюции магнитных полей разного знака и разных интервалов напряженности в пределах  $(-100 \div +100)$  Гс. Она основана на данных измерений магнитных полей

магнитографом продольного поля обсерватории Китт Пик за последние 3 солнечных цикла. Этот материал был любезно предоставлен нам др. Харви.

### Материал наблюдений

Наблюдения магнитного потока представлены в виде синоптических карт начиная с оборота № 1650 и кончая оборотом № 2006, что соответствует временному интервалу с января 1976 г. до конца сентября 2003, т.е. охватывают полностью 21 и 22 солнечных цикла и почти полностью 23 цикл. На картах по оси X отложена гелиографическая долгота от  $0^\circ$  до  $360^\circ$ , а по оси Y отложен  $\sin\varphi$  от  $-1$  на южном полюсе Солнца до  $+1$  на северном, где  $\varphi$  - гелиографическая широта. Каждая карта представляет собой двумерный массив из 360 столбцов и 180 строк. На рис. 1 приведен пример такой карты.



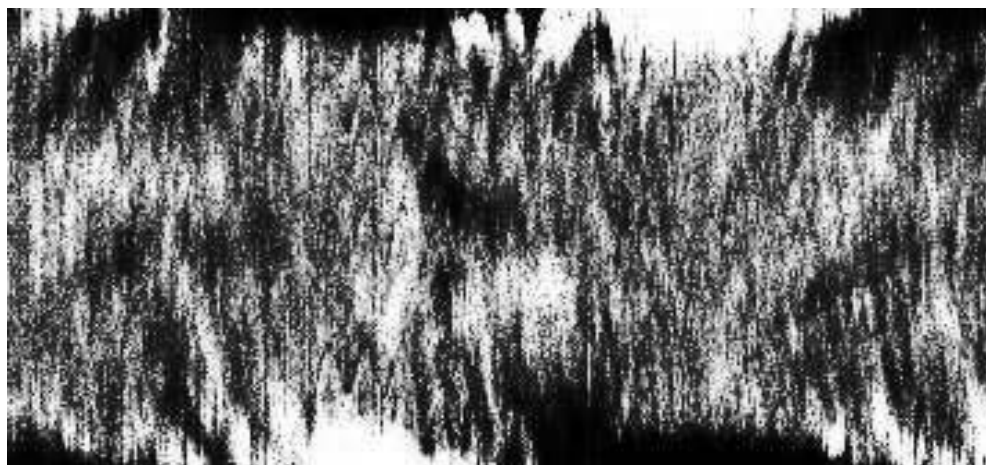
**Рис. 1.** Синоптическая карта распределения солнечного магнитного потока для Каррингтоновского оборота № 1678.

### Разделение материала по напряженности магнитных полей

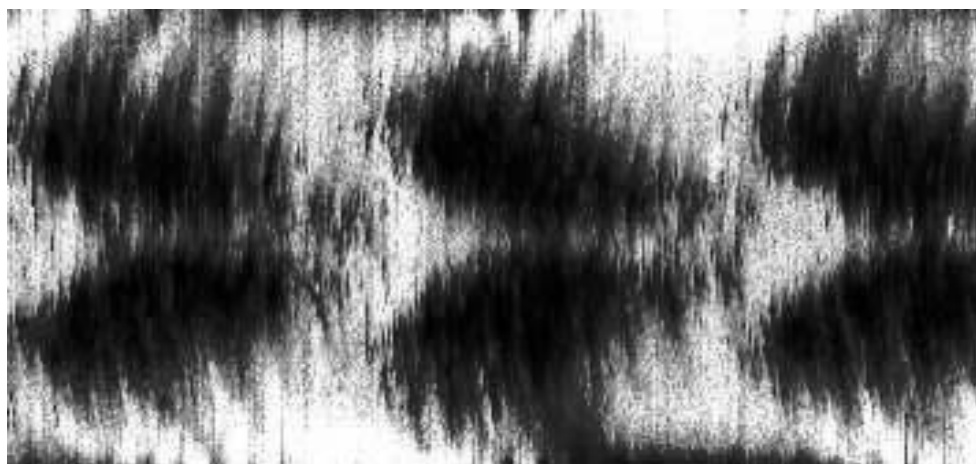
Изучение этих карт проводилось отдельно для нескольких интервалов значений напряженности. Дальше мы будем называть их интервалами напряженности магнитного поля. Были выделены интервалы напряженности магнитного поля для дальнейшей раздельной обработки всего материала. Эти интервалы приведены ниже:  $-0.5 \div +0.5$ ;  $0.5 \div 3$ ;  $3 \div 10$ ;  $10 \div 15$ ;  $15 \div 20$ ;  $20 \div 30$ ;  $30 \div 50$ ;  $50 \div 75$ ;  $75 \div 100$  Гс. Аналогично для S-полей:  $-0.5 \div -3$ ;  $-3 \div -10$ ;  $-10 \div -15$  и т.д. Заметим, что все рассматриваемые нами магнитные поля – это слабые фотосферные магнитные поля спокойных областей и факелов с напряженностью от 0 до  $\pm 100$  Гс. Сначала для каждой из 180 широтных зон каждой карты были вычислены суммарные магнитные потоки во всех 17 выше названных интервалах. Поскольку пикселы на разных широтах вмещают различные площади на поверхности Солнца, полученные



суммарные потоки выражены в относительных единицах. По всему материалу были построены широтно-временные диаграммы, аналогичные бабочкам Маундера для относительных чисел пятен. Два примера таких диаграмм приведены на рис. 2 и рис.3. По оси абсцисс на этих диаграммах отложено время в каррингтоновских оборотах, а по оси ординат  $\sin\phi$ .



**Рис. 2.** Широтно-временная диаграмма для интервала напряженности S-полярности ( $-3 \div -10$ ) Гс.



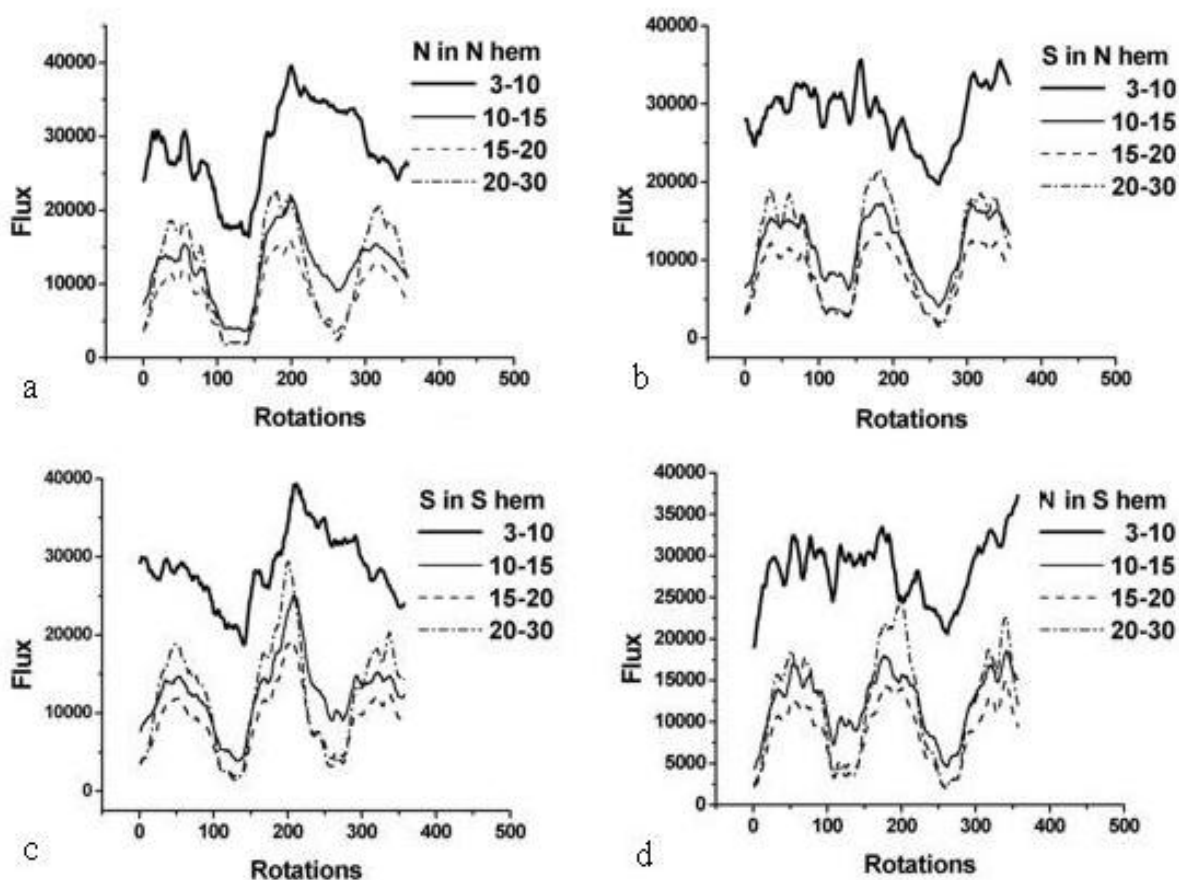
**Рис. 3.** Широтно-временная диаграмма для интервала напряженности S-полярности  $\leq -100$  Гс

Суммарный магнитный поток для каждого каррингтоновского оборота и широтного интервала в выбранном диапазоне магнитного потока представлен в черно-белой палитре.

Как видно на рис. 3, диаграмма, полученная для сильных магнитных полей, мало отличается от ``бабочек Маундера'', строящихся обычно по числам Вольфа. Для малых напряженностей вид диаграммы (см. рис. 2) совершенно иной. 11-летний цикл не просматривается. Зато хорошо видны моменты переполюсовки полярных магнитных полей.

## Переход от отсутствия 11-летнего цикла к его появлению на широтно-временных диаграммах

Рассмотрим, как с увеличением напряженности происходит переход от отсутствия 11-летнего цикла к его появлению. Мы подсчитали для каждого оборота суммарные магнитные потоки по всем широтам отдельно в N- и S-полусферах Солнца для всех выбранных нами интервалов напряженности. Первое, что бросается в глаза, это отсутствие корреляции в одной полусфере между полями N и S в интервалах с малыми напряженностями (3 - 10 Гс) и высокая корреляция для N и S полей в интервалах с большими напряженностями (75 - 100 Гс).



**Рис. 4** Изменение суммарных магнитных потоков N- и S-полярностей в обеих полусферах для четырех интервалов напряженности от 3 до 30 Гс.

Рассмотрим подробнее суммарные магнитные потоки N- и S-полярности обеих полусфер Солнца для первых четырех интервалов магнитных потоков. Они представлены на рис. 4. Отметим, что минимум солнечной активности в конце 21 цикла приходится на 120 - 130 обороты, а минимум в конце 22 цикла приходится на 260 - 270 обороты.

Минимум конца 21 цикла четко просматривается на всех кривых рис.4а и 4с для всех интервалов значений напряженности N-потоков в N-полусфере и S-потоков в S-полусфере. Минимум после 22 цикла для интервала 3 - 10 Гс на этих рисунках отсутствует. С ростом напряженности этот минимум проявляется все сильнее и для интервала 20 - 30 Гс сравнивается с минимумом конца 21 цикла.

Для S-поля в N-полусфере картина иная (см. рис. 4b и 4d). Для S-полей в N-полусфере для интервала напряженности 3 - 10 Гс четко виден минимум после 22 цикла и отсутствует минимум после 21 цикла. С ростом напряженности этот минимум проявляется все сильнее и для интервала 20-30 Гс сравнивается с минимумом конца 22 цикла.

Из рисунка 4 видно, что слабые N-поля в северной полусфере коррелируют с S-полями в южной, и наоборот, слабые S-поля в северной полусфере коррелируют с N-полями в южной. Для сильных полей корреляция высока для всех вариантов знака поля и полусферы.

Для более четкого вывода нами были подсчитаны коэффициенты линейной корреляции разных комбинаций полей в разных полусферах. Из полученного хода коэффициентов корреляции с ростом напряженности, можно сделать вывод, что элементы одного знака со слабыми магнитными полями ( $<|20|$  Гс) в одной полусфере связаны с элементами противоположного знака в другой полусфере. Элементы с большими напряженностями магнитных полей ( $>|20|$  Гс) теснее связаны с элементами в той же полусфере, напряженности которых имеют противоположный знак. Переход от отсутствия 11-летней цикличности к ее наличию хорошо виден и по результатам кросскорреляционного анализа, проведенного для наших временных рядов изменения суммарных потоков в обеих полусферах для 17 интервалов напряженности. На кросскорреляционных кривых видно, что магнитные потоки 3-10 Гс не показывают долгопериодических изменений, потоки 10 - 15 Гс имеют вторичные максимумы  $-126$  и  $+126$  каррингтоновских оборотов (9.4 г.).

Максимумы около 300 оборотов слабо выражены. Для потоков 75 - 100 Гс четко видно по 2 вторичных максимума на сдвигах 129 и 276 оборотов от основного максимума, что соответствует 9.6 и 20.6 г.

Из всего этого можно сделать вывод, что переход от отсутствия 11-летнего цикла к его существованию происходит при напряженности около 15 - 20 Гс.

## Два типа магнитных полей

Проведенный анализ показывает, что в пределах напряженностей  $0 \div \pm 100$  Гс имеются 2 типа магнитных полей с разными характеристиками.

- Магнитные поля I группы существуют на Солнце все время. Характерным для них является высокая корреляция между полями разного знака в противоположных полусферах, отсутствие 11-летнего и наличие 22-летнего цикла, как по суммарным магнитным потокам разного знака, так и по разбалансу магнитного поля всего Солнца.
- Магнитные поля II группы в минимуме активности отсутствуют. Для этих полей характерна высокая корреляция между полями разного знака в одной полусфере. С ростом напряженности растет и корреляция между одноименными полями в разных полусферах. Магнитные поля II группы имеют четко выраженные циклы около 10 лет.

Напомним, что мы говорим о фоновых магнитных полях и полях слабых факелов. Это даже не факелы, окружающие активные области, напряженность магнитного поля в которых 300 - 800 Гс, не говоря уже о магнитных полях пор и солнечных пятен с напряженностью более 1500 Гс.

Использованные в настоящей работе данные NSO/Kitt Peak получены при кооперации NSF/NOAO, NASA/GSFC и NOAA/SEL.

## Литература

1. *Витинский Ю.И.* // Солнечная активность. М.: Наука. 1983.

## **КАТАЛОГ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И ИХ СВОЙСТВА ЗА ПЕРИОД 1975-2003 гг.**

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

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

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

## **CATALOGUE OF CORONAL HOLES 1975-2003**

**Tavastsherna K.S.<sup>1</sup>, Tlatov A.G.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Pulkovo astronomical observatory of RAS*

<sup>2</sup>*Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Observatory*

### **Abstract**

*The analysis of observations of the Sun in HeI 10830Å line and magnetic synoptic charts at Kitt Peak observatory was made with the purpose of allocation of emission regions such as coronal holes (CH) and filament cavities (FC). The catalogue of these areas was formed. The average intensity and unipolarity degree of the magnetic field, brightness and other parameters of the CH and FC were determined. The changes of properties and latitudinal distributions of CH were investigated.*

### **Введение**

Корональные дыры (КД) являются важным индексом, характеризующим солнечную активность. Их существование связано с магнитными полями, лежащими вне активных областей. При этом корональные дыры являются источниками высокоскоростного солнечного ветра, эффективно воздействующего на магнитосферу Земли. Одним из наиболее эффективных видов оптических наблюдений для идентификации корональных дыр являются наблюдения в спектральной линии HeI 10830Å [1]. Наиболее полным массивом данных в линии HeI 10830Å служит база данных обсерватории Китт Пик, где наблюдения проводились с 1974 по 2003 год. По этим данным опубликован каталог А. Sanchez-Ibarrá [2], в котором представлено ~1800 корональных дыр, из них ~1500 долгоживущих, в период 1970-1995 гг. В этом каталоге для КД представлен ряд параметров, таких как средние координаты, долготный и широтный размер, знак полярности магнитного поля. Отождествление границ корональных дыр осуществлялось вручную.

В последнее время предпринимаются попытки провести ревизию ряда КД с использованием методов автоматической или полуавтоматической обработки изображений из наблюдений в линии 10830Å [3,4]. При этом информация о корональных дырах может быть существенно расширена.

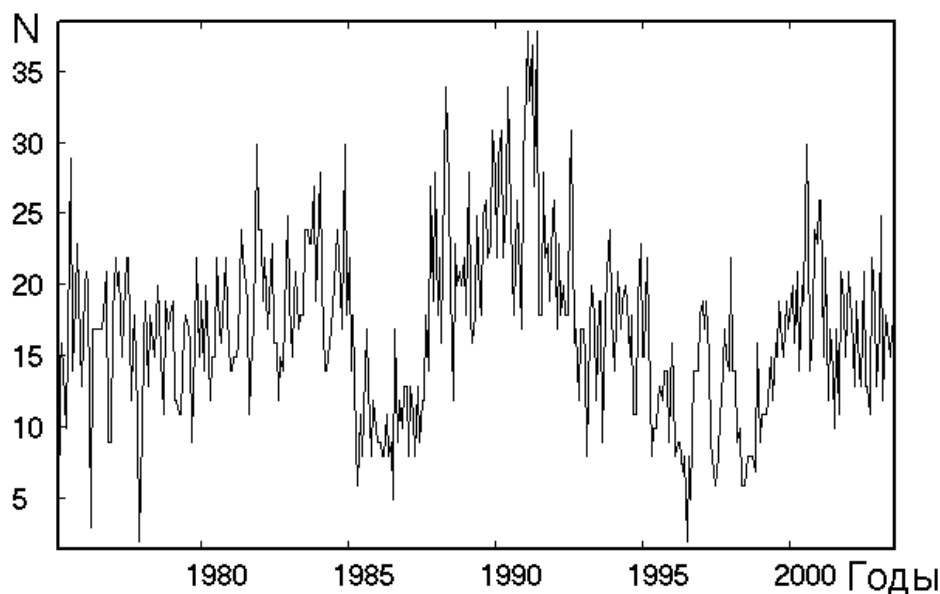
В настоящей работе представлен банк данных корональных дыр и их свойств, полученный на основе наблюдений в линии HeI 10830Å обсерватории Китт Пик, представленных в виде синоптических карт.

### **1. Обработка данных**

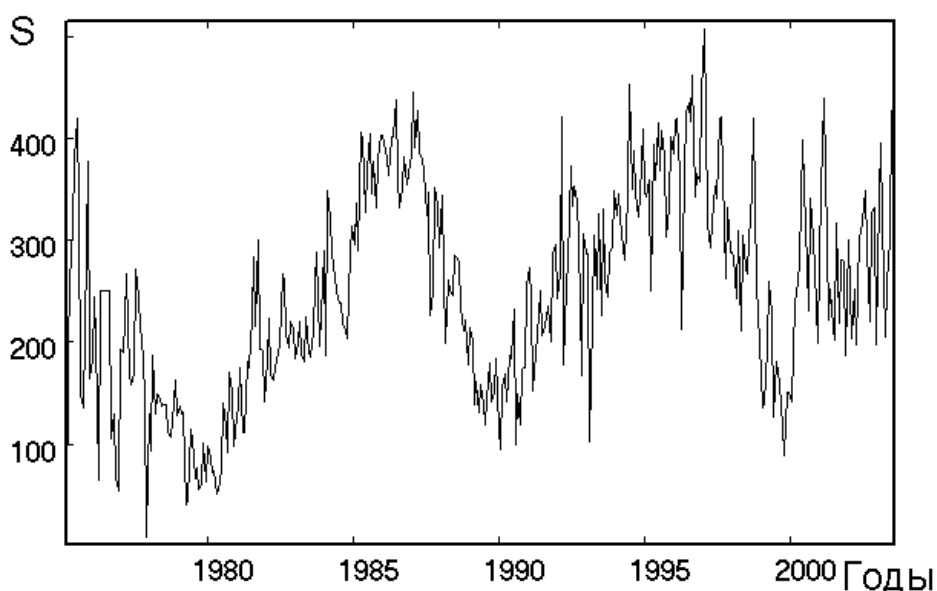
Для выделения границ корональных дыр на синоптических картах обсерватории Китт Пик, представленных в fits формате, была разработана формальная автоматическая процедура. КД в линии HeI 10830Å представлены в интенсивности яркими площадками. Для определения пороговой величины интенсивности проводилось сравнение границ корональных дыр с границами, полученными при ручном выделении, представленными на Интернет сайте обсерватории. Оказалось, что удовлетворительное согласие получается при уровне пороговой интенсивности в диапазоне 5-10 относительных единиц. Вместе с тем пороговый уровень не являлся постоянным и мог меняться для наилучшего отождествления КД. Помимо КД в каталоге представлены каналы волокон, также как и КД, имеющие повышенную эмиссию в линии HeI 10830Å. Пороговая величина скорректированной за счет проекции площади, при которой объекты заносились в каталог, составляла 1500 единиц миллионных долей солнечной полусферы (мдп). В качестве параметров промера запоминались различные характеристики, такие как площадь, координаты, широтные и долготные размеры, яркость, угол наклона к гелиографической сетке и другие. Кроме того, запоминалась граница КД в виде векторного файла. Это позволило в дальнейшем провести наложение КД на другие виды активности, такие как наблюдения магнитных полей.

### **2. Свойства КД по данным нового каталога**

Общее число объектов в данном каталоге в период 1975-2003 гг. (обороты 1625-2003) составило 6375. На рис. 1 представлено изменение числа КД, рассчитанное для каждого кэррингтоновского оборота. Существует 11-летняя модуляция количества КД за оборот. Максимум числа КД приходится на эпоху максимума солнечной активности. Площадь корональных дыр, напротив, имеет максимум в эпоху минимума активности солнечных пятен (рис.2). Важной характеристикой КД является яркость в линии HeI 10830Å. Эта величина помимо физической характеристики свойств КД зависит от стабильности инструмента и методики калибровки. На рис. 3 представлены вариации средней яркости КД за оборот. Видно, что система наблюдений после 1998 года отличается от более ранних наблюдений.



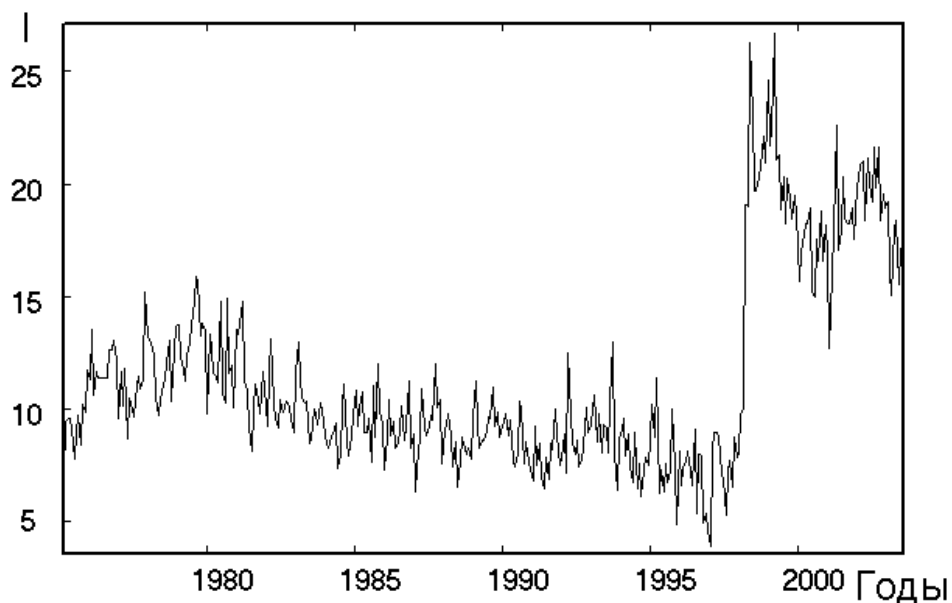
**Рис. 1.** Вариации числа КД на синоптических картах.



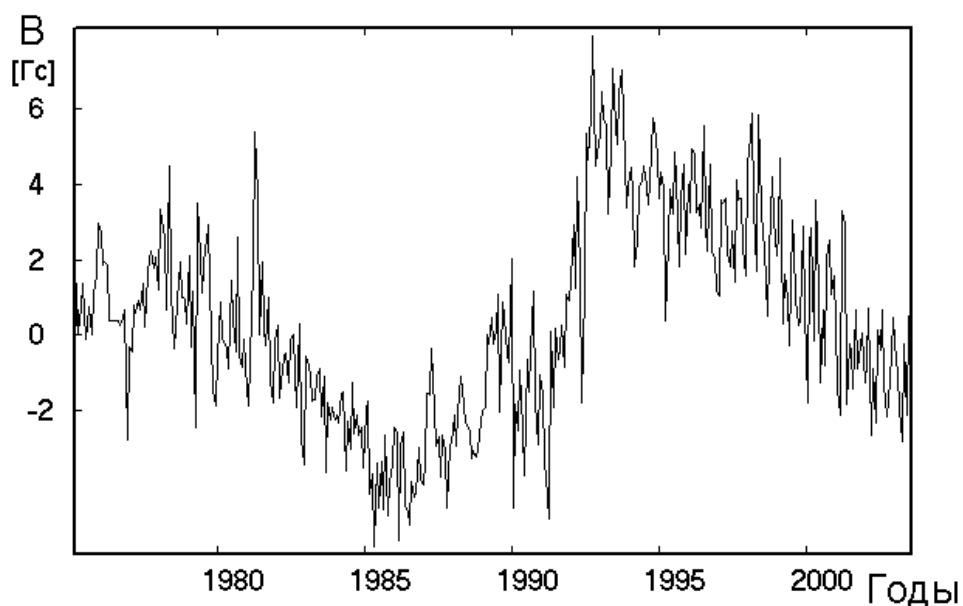
**Рис. 2.** Изменение площади КД на синоптических картах в период 1975-2003 гг. в тысячных долях солнечной полусферы.

Развитие корональных дыр происходит в областях фоновых магнитных полей, преимущественно одной полярности. Накладывая границы корональных дыр на магнитограммы, можно определить параметры магнитных полей внутри корональных дыр. В качестве карт магнитных полей нами были использованы синоптические карты обсерватории Китт Пик. На рис. 4 представлены величины средних магнитных полей корональных дыр северного полушария Солнца. Как и следовало ожидать, вариации знака магнитных полей отражают 22-летний Хейловский магнитный цикл. Но максимальная напряженность магнитных полей приходится на эпоху миниму-

ма активности. Характерные напряженности магнитных полей, как правило, не превышают 10-15 Гс.



**Рис.3.** Средняя интенсивность КД в линии HeI 10830Å.

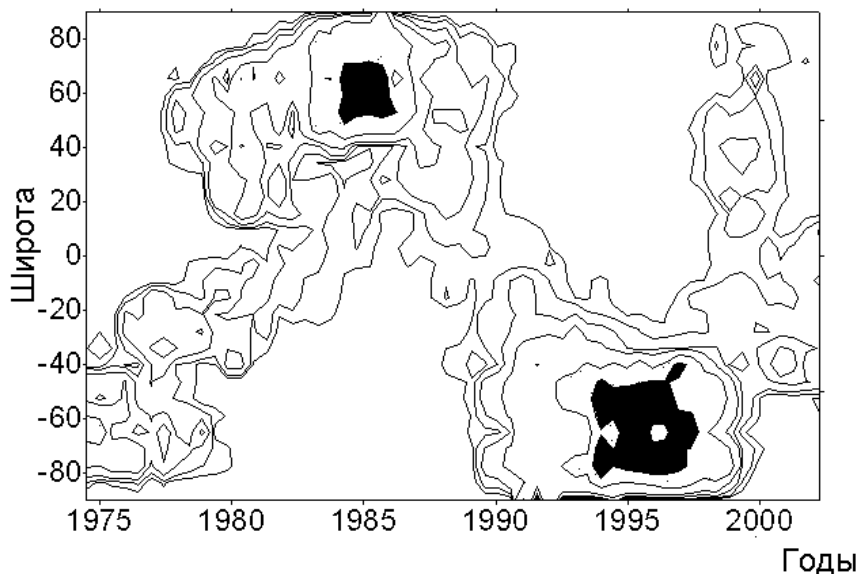


**Рис. 4.** Средняя величина магнитного поля в КД северного полушария Солнца.

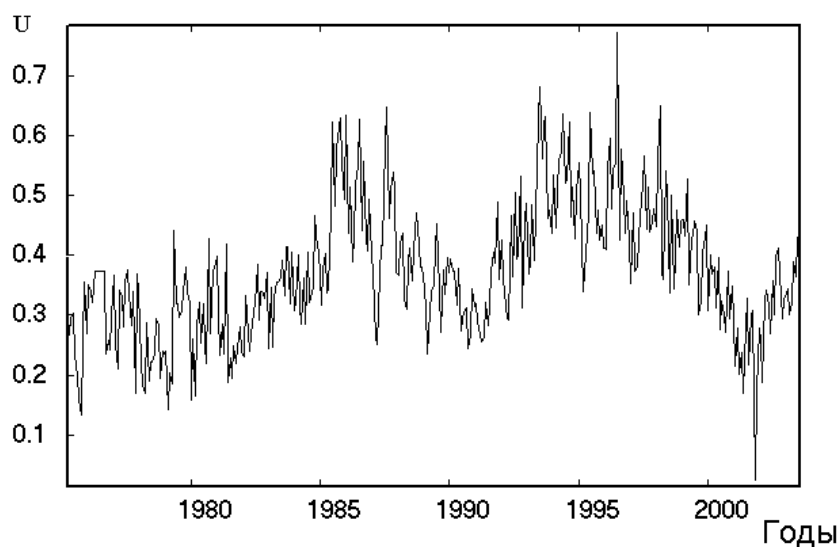
Корональные дыры отрицательной или положительной полярности магнитного поля дрейфуют от одного полюса Солнца к другому, находясь в противофазе между собой. На рис. 5 представлена широтно-временная диаграмма дрейфа корональных дыр отрицательной полярности напряженностью поля по абсолютной величине не менее 5 Гс. Смена знака глобального магнитного поля обуславливает дрейф корональных дыр от по-



люса до полюса с максимумом распределения на полюсах в годы минимума солнечной активности.



**Рис. 5.** Широтно-временная диаграмма распределения площади КД со средней напряженностью магнитного поля  $B < -5$  Гс.



**Рис. 6.** Изменения степени униполярности корональных дыр по данным наблюдений обсерватории Китт Пик.

Еще одной характеристикой магнитных полей КД может служить степень униполярности КД. На рис. 6 представлены изменения этого параметра. В годы минимума активности степень униполярности КД выше.

По данным геометрического положения границ корональных дыр можно определить угол наклона КД по отношению к гелиографической сетке. В целом ведущие области КД как северного, так и южного полушарий направлены к экватору. На рис. 7 представлено распределение углов

наклона КД. Характерные углы наклона достигают величины  $\sim 5-8$  градусов.

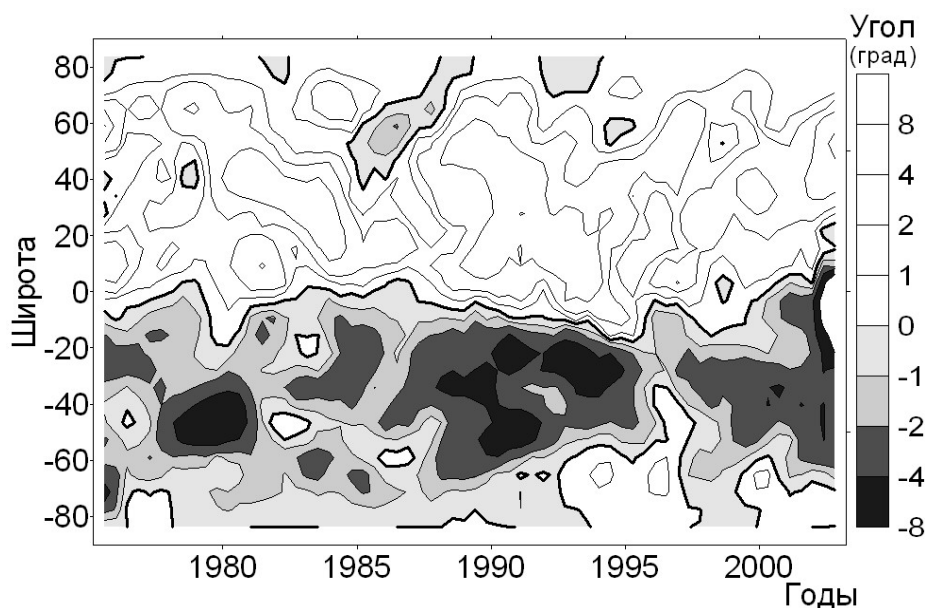


Рис. 7. Распределение среднего угла наклона КД к экватору в градусах.

Помимо корональных дыр выделялись полости волокон, также имеющие повышенную интенсивность в линии  $\text{HeI } 10830\text{\AA}$ . Как правило, от КД эти объекты отличаются малыми площадями, низкой интенсивностью и низкой степенью униполярности магнитного поля. Всего в каталоге представлено 98 таких объектов. В основном, полости волокон имеют размеры в пределах 700-1400 единиц мдп. Поскольку наша цель состояла в отождествлении КД, и мы учитывали все структуры  $>1500$  мдп, то полости волокон учтены только те, которые подходили под указанное ограничение.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ N 03-02-16091, 05-02-16229.

#### Литература

1. *Harvey K.L., Recely F.*, 2002., *Solar Phys.*, v. 211, p. 31.
2. *Sanchez-Ibarra A. and Barraza-Paredes M.*, 1992, *Catalogue of Coronal Holes 1970-1991*, Report UAG-102, Boulder, CO 80303 USA.
3. *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.
4. *Henney C. and Harvey J.*, 2004, in 22 Workshop NSO-SP, p.17.

**ИНДЕКС АКТИВНОСТИ  
ПО ДАННЫМ ЕЖЕДНЕВНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ  
В КРАСНОМ КРЫЛЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ КСА**

**Тлатов А.Г.<sup>1</sup>, Певцов А.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Горная станция ГАО РАН*

<sup>2</sup>*Национальная обсерватория, США*

**INDEX OF ACTIVITY IN KII<sub>Ca</sub>+0.38A SPECTRAL LINE**

**Tlatov A.G.<sup>1</sup>, Pevtsov A.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Kislovodsk solar station*

<sup>2</sup>*National Solar Observatory, USA*

**Abstract**

*In article preliminary results of the analysis of activity of the Sun in line KII<sub>Ca</sub>+0.38A on daily data NSO-Sacramento Peak of an observatory during 1962-2002 are presented. For these purposes archive of the films with resolution ~1.5 of arcsecond has been carried out. Besides the data in the red wing the data and in the center KCa line have been scanned.*

*Joint observation in the center and a wing of line K<sub>2</sub>CaII give an opportunity to analyze to intensity of elements of chromospheric activity. The index of activity in red wing of line K<sub>2</sub>CaII is received and latitude-time distributions are constructed. It is shown, that the maximum of distribution of chromospheric network falls at the period of a minimum of activity. Branches of drift of activity at high latitudes are allocated.*

*On the basis of observation, it is assumed, that high-altitude the ephemeral regions which are looking like concerning bright compact formations, as a rule, are in the center of chromospheric cells. The kinematic model of formation high-altitude ephemeral regions is discussed.*

**Введение**

Длительные ряды наблюдения в линии K<sub>2</sub>Ca несут важную информацию, позволяющую провести оценку величины и топологии магнитного поля и в хромосфере. На изображениях в центре линии K<sub>2</sub>Ca 3934A присутствуют различные структуры солнечной атмосферы, такие как флоккулы, эфемерные яркие области, хромосферная сетка, а также даже волокна и протуберанцы. Эти элементы имеют различную яркость и контраст. Различные методы наблюдений, а именно спектрогелиограммы и фильтрограммы, имеют свои плюсы и минуса. Так ряды наблюдений на спектрогелиографе в настоящее время охватывают более длительные интервалы, и, как правило, имеют лучший контраст изображений. Фильтровые наблюдения имеют более равномерную интенсивность экспозиции по диску Солнца.

При анализе долговременных вариаций хромосферной сетки на базе реальных фотографических наблюдений необходимо решать задачи ка-

либровки изображений, полученных при различных временах экспозиции, условий проявления, неравномерности засветки различных областей Солнца. Регулярные наблюдения на спектрогелиографе обсерватории NSO-Sacramento Peak проводились как в центре, так и в красном крыле линии  $+0.38\text{\AA}$ . Изображения, получаемые в центре и крыле линии, получались практически в одно и то же время, на одинаковых фотоматериалах и условиях обработки.

Целью настоящей работы являлось исследование информативности солнечной активности по данным наблюдений в красном крыле линии  $\text{K}_2\text{Ca}$  и сравнение полученных результатов с наблюдениями в центре линии.

### **Данные наблюдений и метод обработки изображений**

Наблюдательные данные были получены на 2.5 м спектрогелиографе NSO-Sacramento Peak [1] в период 1960-2002 годов. Спектрогелиограф состоит из двойного монохроматора с промежуточной щелью для уменьшения рассеянного света и нулевой дисперсией на выходной щели. Диаметр изображения Солнца на входной щели около 10 см. Из-за не точности в согласованности движений пленки и скорости сканирования изображения, форма солнечного диска искажена в эллипсоидную фигуру. Инструмент позволяет регистрировать изображение Солнца на фотопленку одновременно в трех линиях (обычно  $\text{CaK}$ , H-альфа, и  $\text{D}_3$ ). В данной работе использованы данные в центре и красном крыле ( $+0.38\text{\AA}$ ) линии  $\text{Ca K}$ . В начале 1960-х годов наблюдения проводились один раз в день, обычно около 8 часов утра местного времени. Однако, начиная с периода полета Skylab и в последующие годы, наблюдения проводились несколько раз в день.

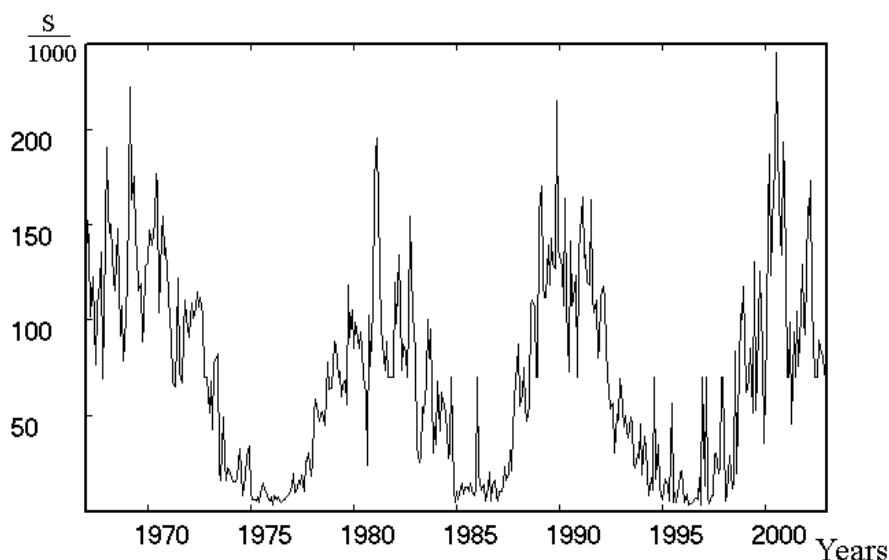
Наблюдения в линии  $\text{Ca}$  проводились в 13-м порядке при дисперсии  $\sim 1.167 \text{ мм/\AA}$ . Ширина выходной щели соответствовала  $\sim 0.514\text{\AA}$  для центра линии и  $0.214\text{\AA}$  для красного крыла. Была проведена оцифровка пленок в период 1966-2002 годов на 16-битном сканере. Размер диаметра Солнца на полученных изображениях составлял около 1500 пикселей с угловым разрешением около  $1.2''$ . Всего в период 1967-2002 гг. было обработано  $\sim 3500$  изображений в красном крыле линии (до 1967 года наблюдения проводились только в центре линии  $\text{Ca K}$ ).

Для анализа полученных изображений была разработана компьютерная программа, включающая ряд предварительных операций и методику выделения ярких объектов. Предварительная обработка состояла из процедуры поиска края Солнца, изменения фигуры Солнца и наложения гелиографической сетки. Выделение ярких объектов проводилось по следующей методике. Первоначально определялся локальный уровень спокойного Солнца. Для этого диск разбивался на сегменты, внутри которых определялся максимума распределения яркости. Величина яркости в максимуме распределения выбиралась как локальный уровень спокойного Солнца в

данном сегменте. Яркие области, имеющие общую границу, выделялись как отдельные объекты, для которых вычислялись различные параметры, такие как координаты, площадь, интенсивности, средний контраст и другие. Были сформированы базы данных характеристик и векторных границ объектов. В дальнейшем по этим данным проводилась фильтрация и выборка объектов для анализа.

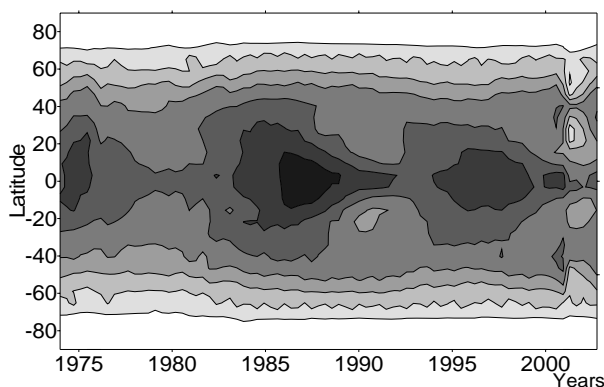
### Результаты анализа

Одним из параметров, характеризующим уровень солнечной активности, является общая площадь флоккул. Основным параметром, по которому можно отделить флоккулы от элементов хромосферной сетки, является его площадь и контраст. Было проведено несколько вариантов вычислений. Как правило, площадь выделяемых структур бралась от 30 единиц мдп (миллионных долей солнечного диска). Контраст 3% и выше. На рис.1 представлены среднемесячные значения индекса площади флоккул, определенных для структур, площадью

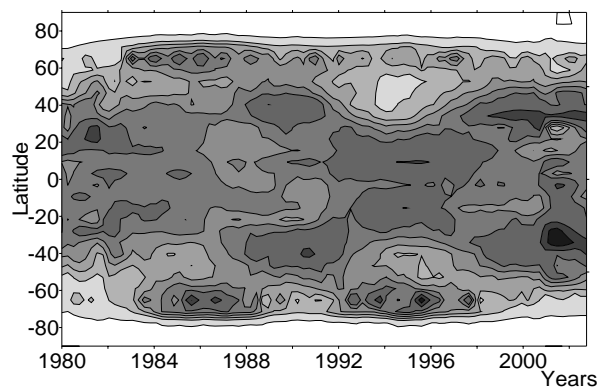


**Рис.1.** Индекс среднемесячной площади флоккул в линии K2Ca+0.38A в период 1967-2002 гг. в единицах мдп.

более 1000 мдп. Максимум распределения соответствует максимуму активности солнечных пятен. Кроме циклических вариаций кальциевого индекса, рис. 1 показывает ярко выраженные годовые колебания. Такие вариации могут быть связаны с, например, сезонными изменениями качества изображения на Sacramento Peak или квази-периодическим появлением комплексов активности. Данные с других обсерваторий показывают похожие годовые вариации (например, рис.2 в Foukal, 1996), что поддерживает гипотезу их солнечного происхождения.



**Рис.2.** Широтно-временная диаграмма распределения числа ярких элементов с контрастностью более 3% и площадью не менее 30 единиц мдп.



**Рис. 3.** Широтно-временная диаграмма ярких элементов со средним контрастом не менее 0.1 и площадью не менее 200 мдп и параметром компактности выше 0.1 в период 1980-2002.

В тоже время число ярких элементов, с контрастом выше 3% находится в противофазе с активностью пятен. На рис.2 приведена широтно-временная диаграмма распределения числа выделенных элементов в период 1974-2002 годов. Этот период отличался достаточно стабильным качеством фотопленок, полученных на спектрогелиографе. Максимум числа ярких элементов приходится на эпоху минимума активности, а наибольшая плотность распределение на экваториальную зону. Характер распределения числа элементов с контрастом выше 3%, говорит о том, что мелкомасштабная структура хромосферной сетки находится вне области “бабочек” солнечных пятен. Рис. 2 также показывает, что область уменьшения числа флоккулов совпадает с областями пятнообразования.

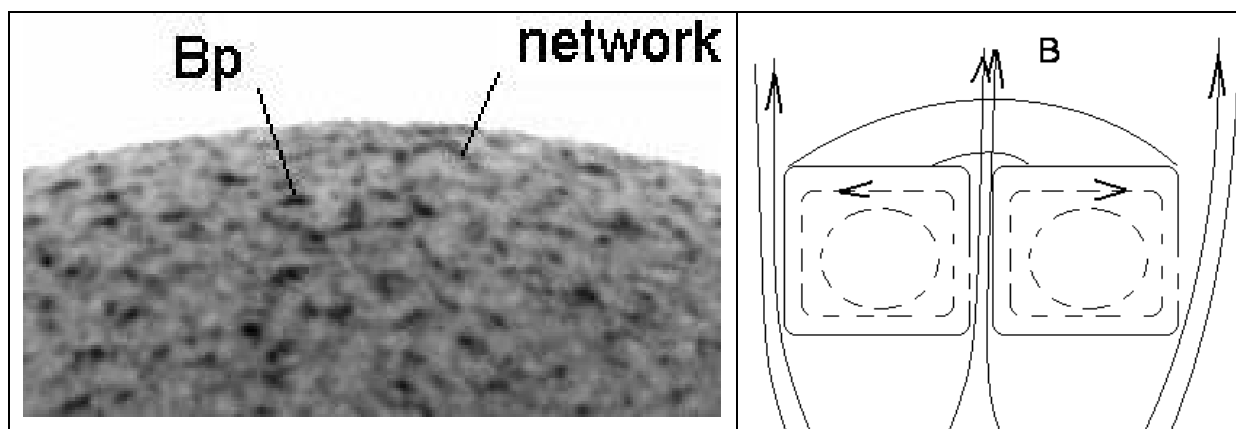
Одним из основных вопросов исследования хромосферной активности является учет вклада хромосферной сетки и ярких эфемерных областей или ярких точек. Хромосферная сетка лежит на границах супергрануляционных ячеек. Яркие кальциевые точки принадлежат как на границе хромосферной сетке, так и находится внутри супергранул. Поскольку контраст ярких точек выше, чем контраст хромосферной сетки, этот параметр может быть использован для выделения ярких точек от хромосферной сетки.

Другим параметром, отделяющим элементы хромосферной сетки от ярких точек, может быть параметр, характеризующий компактность яркого элемента. Такой индекс можно получить, введя отношение из квадратного корня площади яркого элемента на длину ее границы  $k = S^{(1/2)}/l$ . Для круга величина параметра составляла бы  $\sim 0.3$ . На рис. 3 представлена широтно-временная диаграмма ярких точек с параметром компактности  $k > 0.1$  и площадью более 200 мдп. Картина распределения существенно дополнилась ветвями высокоширотными активности.

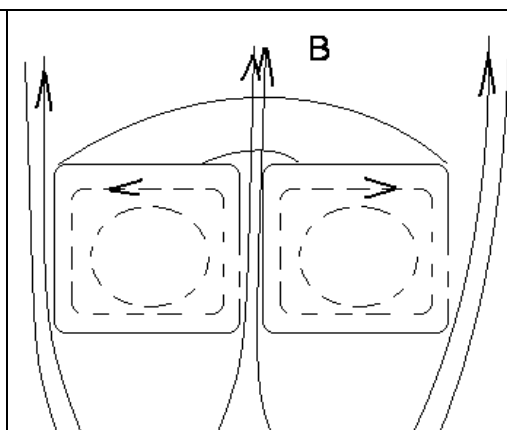
## Обсуждение

Полученные результаты по данным наблюдений в линии  $K_2Ca+0.38A$  показывают, что они могут быть эффективно использованы при анализе хромосферной активности Солнца. Индекс площади флоккулов в целом соответствует индексу активности солнечных пятен. Максимум числа ярких элементов в хромосфере, как низко контрастных (хромосферной сетки), так и высококонтрастных (ярких кальциевых точек) смещен в эпоху минимума активности солнечных пятен. Ранее эта особенность для хромосферной сетки в линии кальция отмечалась в работах [2]; по темным точкам в линии  $He10830A$  [3,4]; в ярких рентгеновских точках по данным *Yohkoh* [5] и *SOHO/EIT* [6]. Согласно рис. 2, такая антикорреляция между числом ярких элементов в хромосфере и циклом солнечной активности может быть связана с “блокировкой” значительной части поверхности Солнца факелами активных областей.

Разделение активности хромосферной сетки и ярких точек позволяет выделить различные виды солнечной активности. Индекс компактности, введенный для выделения ярких точек, дает возможность более детально изучить активность на высоких широтах. Так на рис.3 в эпоху 1984-1996 годов хорошо выделяются две ветви полярной активности. Одна начинается в эпоху минимума активности и имеет продолжение в виде активности хромосферной сетки, дрейфующей к экватору. Другая ветвь активности, дрейфует от средних широт к полюсам в эпоху максимума активности после завершения переполюсовки глобального магнитного поля Солнца.



**Рис.4.** Пример спектрогелиограммы около южного полюса в линии  $K_2Ca+0.38A$  вблизи южного полюса. Видна хромосферная сетка и яркие кальциевые точки для 30.03.1986 г.



**Рис.5.** Схема формирования хромосферной сетки и ярких полярных точек в супергрануляционной ячейке.

Формирование ярких кальциевых точек может иметь различные топологические особенности по отношению к хромосферной сетке. Так на рис.4 представлена область вблизи южного полюса в эпоху минимума активности 30.03.1986 года. На изображении видно, что часть ярких точек лежит на хромосферной сетке. Но наиболее яркие и большие яркие точки

находятся внутри супергрануляционных ячеек. Возможно, в высокоширотных областях сила Кориолиса оказывает стабилизирующее влияние на формирование ярких высокоширотных эфемерных областей. В этом случае возможно усиление магнитного поля как на границах супергранул, так и в центре конвективных ячеек [7]. Согласно некоторым кинематическим моделям (например, [9]) при определенных условиях магнитный биполь может сформироваться в центре конвективной ячейки. В наблюдениях в линии CaII такой биполь проявит себя как яркая точка. Имеющиеся данные, однако, не позволяют однозначно определить применимость этой кинематической модели к наблюдениям, показанным на рис. 5.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ N 03-02-16091.

### Литература

1. *Evans, J.W.*, 1967, Sol. Phys., v. 1, p. 157.
2. *Kariyappa K. and Sivaraman K.R.*, 1994, Solar Phys., v. 152, p. 139.
3. *Harvey, K.L.*, 1993, *Magnetic bipoles on the Sun*, ISBN 90-393-0068-2, 349.
4. *Sattarov I., Pevtsov A.A., Hojaev A.S., and Sherdonov C.T.*, 2002, ApJ., 564, p. 1042.
5. *Tlatov A.G.*, 2003, Sol. Phys. v. 216, Issue 1, p. 21.
6. *Tlatov A.G. and Makarov V.I.* 2004, Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity, IAU Symposium, No. 223. Cambridge, UK: Cambridge University Press, 2004, p.399.
7. *Galloway D.J. and Moore D.R.*, 1979. Astrophys. Fluid. Dyn., v.12, p. 73.
8. *Foukal, P.*, 1996, GRL, v. 32, No. 16, p. 2169.
9. *Getling, A.V. and Ovchinnikov, I.L.*, 2003, Current Theoretical Models and High Resolution Solar Observations: Preparing for ATST, ASP Conf. Series, v. 286, Astron. Soc. Pacific: San Francisco, USA, p. 139



*РАЗДЕЛ 4*

**ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ  
В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ**



## **О ВОЗМОЖНОЙ ПРИРОДЕ ТОНКОСТРУКТУРНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В НАДФОТОСФЕРНЫХ СЛОЯХ СОЛНЦА**

**Алексеева Л.М.**

*Институт ядерной физики Московского государственного университета  
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

## **POSSIBLE NATURE OF FINELY STRUCTURED FEATURES OVER THE SOLAR PHOTOSPHERE**

**Alekseeva L.M.**

*Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University,  
Moscow, 119992 Russia*

### **Abstract**

*A solution to the MHD equations with the Hall effect and magnetic viscosity taken into account is obtained. For a sufficiently rarefied (astrophysical, particularly solar) plasma with the presence of a density gradient, this solution indicates that very thin current sheets can develop. They appear as vertical curtains with an enhanced density, which are held by magnetic fields from the sides. An upward directed electric current and an accelerated plasma downflow are localized in such a curtain.*

**1. Введение.** Явления малых пространственных масштабов присутствуют в тех же областях Солнца, где наблюдаются явления больших масштабов. Уравнение динамики магнитного поля в этих последних имеет вид

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}], \quad (1)$$

с ним обычно работают исследователи (за единицы поля  $\mathbf{B}$  и плотности  $\rho$  здесь взяты, соответственно,  $|\mathbf{B}|_*$  и  $\rho_*$  в некоторой отсчетной точке; а скорость  $\mathbf{v}$  измеряется в  $v_* = |\mathbf{B}|_* / \sqrt{4\pi\rho_*}$ ). Нам будут интересовать тонкоструктурированные образования. Для изучения их магнитного поля необходимо в правой части уравнения динамики  $\mathbf{B}$ , кроме члена, грубо говоря, обратно пропорционального длине — как в (1), учитывать еще и члены, пропорциональные квадрату длины. И вместо (1) мы имеем

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nu \Delta \mathbf{B} + \text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] - \xi \text{rot} \frac{[\mathbf{j} \times \mathbf{B}]}{\rho}, \quad (2)$$

$$\nu = \hat{c}^2 (4\pi\sigma_*Lv_*)^{-1}, \quad \xi = \hat{c}m_i (eL)^{-1} (4\pi\rho_*)^{-1/2}; \quad (3)$$

здесь единицей тока служит комбинация  $\hat{c}|\mathbf{B}|_* / 4\pi L$ ;  $\hat{c}$  — скорость света,  $L$  — характерная длина;  $\nu$  — магнитная вязкость,  $\sigma_*$  — проводимость (приняв изотермичность, считаем ее постоянной);  $m_i$  — масса иона; безразмерная константа  $\xi$  представляет эффект Холла. Надо отметить, что

$$\xi/\nu = (\omega_e \tau_e)_*, \quad (4)$$

где  $\omega_e$  — ларморовская частота электрона,  $\tau_e$  — время между столкновениями электрона с ионами.

Воздействие эффекта Холла на плазму исследовалось ранее как путем численного эксперимента [1], так и аналитически [2-5]. Результаты получены для условий плазменного канала, в котором плазма движется поперек магнитного поля между электродами из области поддерживаемого извне повышенного газового давления (вход канала) в область пониженного (выход канала). Была изучена мелкомасштабность в распределении величин поперек потока, которая в плазме с достаточно сильным эффектом Холла возникает по отношению к основному, «продольному», масштабу течения. Может ли эффект Холла в астрофизических условиях создавать подобную мелкомасштабность, приводя к появлению неких тонкоструктурированных плазменных образований? Ниже мы покажем, что может.

**2. Механизм появления в плазме резких градиентов.** В самом деле, пусть в декартовой системе координат  $(x, y, z)$  поле  $\mathbf{V}$  имеет лишь одну (положительную или отрицательную)  $z$ -компоненту  $B$ , всякое изменение физических величин вдоль него отсутствует, а плазма движется поперек  $\mathbf{V}$ :

$$\mathbf{V} = (0, 0, B), \quad \mathbf{v} = (v_x, v_y, 0), \quad \mathbf{E} = (E_x, E_y, 0), \quad \partial/\partial z = 0; \quad (5)$$

уравнения  $\mathbf{j} = \text{rot } \mathbf{V}$  и  $\text{div } \mathbf{j} = 0$  удовлетворяются автоматически, так как

$$\mathbf{j} = (\partial B/\partial y)\mathbf{e}_x - (\partial B/\partial x)\mathbf{e}_y, \quad (6)$$

уравнение (2) приобретает вид

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \nu \Delta \mathbf{V} + \text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{V}] + \xi \left[ \nabla \frac{1}{\rho} \times \nabla \frac{B^2}{2} \right]. \quad (7)$$

Представим себе, что  $\nabla B^2$  изначально локализован в небольшой области пространства. Видно, что только здесь магнитное поле  $\mathbf{V}$  и будет изменяться во времени (возрастать или убывать, в зависимости от знака  $\nabla B^2$ ). Если  $\xi$  достаточно велико, процесс пойдет бурно, и магнитное поле при этом будет становиться все более мелко структурированным. Обратим внимание, что такие изменения поля происходят только в том случае, если  $\nabla B^2$  имеет компоненту, перпендикулярную  $\nabla \rho$ .

Уравнение (8) указывает на возможность процесса, аналогичного действию кинематического магнитного динамо (когда  $\mathbf{V}$  генерируется постоянным полем скорости). Представим себе общий перепад плотности, поддерживаемый источником, когда сам источник в нулевом приближении не зависит от  $\mathbf{V}$ , — как-то: перепадом давления между входом и выходом плазменного канала, стратификацией среды под действием силы тяжести и пр. Соответствующий  $\nabla \rho$ , входя в последний член уравнения (8), при достаточно сильном эффекте Холла будет формировать структурированное магнитное поле. Процесс может остановиться из-за все возрастающей роли вязкости. Попробуем описать стационарный режим.

### 3. Решение системы уравнений ХДМГД

#### 3.1. Система уравнений и некоторые очевидные свойства решений.

Названная система состоит из уравнений:

$$\nu \Delta \mathbf{B} + \text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}] + \xi \left[ \nabla \frac{1}{\rho} \times \nabla \frac{B^2}{2} \right] = 0, \quad (8)$$

$$\text{div } \rho \mathbf{v} = 0, \quad P = c^2 \rho, \quad (9)$$

где  $c = \sqrt{\beta/2}$  — газодинамическая скорость звука (единицей давления мы считаем величину  $B_*^2/4\pi$  — отсюда связь величины  $c$  с отношением  $\beta_*$  газового давления к магнитному в отсчетной точке; звездочку в обозначении  $\beta$  мы далее опускаем), и уравнения Эйлера

$$\rho \mathbf{w} = -\nabla (c^2 \rho + B^2/2) - \alpha_g c^2 \rho \mathbf{e}_g, \quad (10)$$

$$\mathbf{w} \equiv (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v}, \quad \alpha_g \equiv L/L_g, \quad \mathbf{e}_g \equiv -\mathbf{g}/g, \quad (11)$$

где  $L_g = RT/g$  — высота однородной атмосферы;  $R$ ,  $T$ ,  $\mathbf{g}$  — (размерные) газовая постоянная, температура и ускорение силы тяжести.

Уравнения (9)–(10) позволяют выразить функции  $\rho$ ,  $v_x$ ,  $v_y$  через  $B$ . Мы проделаем это, ограничившись значениями  $c^2 \gg 1$ . Множитель  $c^2$  явно входит в (10) и, очевидно, результат разрешения уравнений (9)–(10) через  $B$  можно представить в виде

$$\rho = \rho_0 + \tilde{\rho}, \quad \mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \tilde{\mathbf{v}}, \quad (12)$$

где  $\rho_0$  и  $\mathbf{v}_0$  являются решением чисто газодинамических уравнений (в соответствии с идеологией «кинематического подхода», выбрав в качестве исходной некоторую известную газодинамическую ситуацию, мы дальше будем оперировать с  $\rho_0$  и  $\mathbf{v}_0$  как с известными величинами), а функции  $\tilde{\rho}$ ,  $\tilde{\mathbf{v}}$  связаны с присутствием  $B^2$  в (10). Во избежание недоразумений, напомним, что  $B \sim \rho_0 \sim 1$  из-за используемой нормировки. Возмущающая роль магнитного поля  $B$  видна по размерным величинам: условие  $c^2 \gg 1$  соответствует  $\beta \gg 1$ , то есть  $B_*^2/8\pi \ll P_*$ . Соответственно,  $\tilde{\rho} \ll \rho_0$ . За исходную ситуацию мы выбираем состояние статической атмосферы, так что  $\mathbf{v}_0 = 0$ . В качестве  $L$  берется высота однородной атмосферы. Пренебрегая кривизной поверхности Солнца и выбрав ось  $x$  в направлении, обратном  $\nabla \rho_0$ , имеем  $\rho_0 = \exp(-x)$ . Положительное направление  $B$  свяжем с  $\mathbf{B}_*$  в отсчетной точке, а ось  $y$  определим так, чтобы получилась правая тройка базисных векторов ( $\mathbf{e}_x$ ,  $\mathbf{e}_y$ ,  $\mathbf{e}_z$ ).

**3.2. Два априорных предположения и сведение системы уравнений ХДМГД к одному (ключевому) уравнению.** Обратимся к оставшемуся уравнению (8) и подставим в него выражения (12). Затем введем два априорных предположения (II и III), справедливость которых нужно будет подтвердить в дальнейшем. II: считаем эффект Холла настолько значительным, что в уравнении (8) последний « $\xi$ -член» превосходит сносный член  $\text{rot}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ , отвечающий за перемещение вместе плазмой частично

вмороженных в нее силовых линий **В**. III: считаем, что все пространственные распределения величин, связанных с **В**, характеризуются резкими поперечными к  $\nabla\rho_0$  градиентами и для них

$$\partial/\partial y \gg \partial/\partial x \sim 1. \quad (13)$$

При этих предположениях уравнение (9) для поля **В** приобретает вид

$$B''_{yy} + q(x)BB'_y = 0, \quad q(x) \equiv \xi/v\rho_0 \quad (14)$$

(штрих вместе с обозначением переменной в нижнем индексе означает производную величины по этой переменной), отметим, что  $x$  входит в полученное уравнение как параметр. Решение уравнения (14) является ключевым моментом решения всей системы (8)-(10) уравнений ХДМГД: зная  $B$ , мы из системы (9)-(10) можем найти  $\tilde{\rho}, \tilde{v}$  и затем подтверждением априорных предположений III, III завершить решение всей системы.

### 3.3. Решение ключевого уравнения и оправдание Предположения II.

Нелинейное уравнение (14) легко решается и дает

$$B(x, y) = B_\infty \text{th}[Q(y - K)], \quad (15)$$

где  $K=K(x)$ ,  $B_\infty = B_\infty(x)$  — произвольные пока функции  $x$ , а

$$Q(x) = B_\infty(x)q(x)/2. \quad (16)$$

Из равенств (6), (15), (16) следует, что продольная компонента тока

$$j_x = B_\infty Q / \text{ch}^2 [Q(y - K)] \quad (17)$$

положительна (направлена вверх). Как только  $Q \gg 1, j_x \gg j_y$ , и на плоскости  $x, y$  ток имеет вид узкой струи. Этот случай нас и интересует, так как в его рамках введенное соотношением (13) III оказывается подтвержденным. Ему соответствует тонкий токовый слой в пространстве<sup>1</sup>. При учете (4) и принятой нормировки видно, что выполнение условия  $Q \gg 1$  обеспечивается числом

$$Q_v \equiv \xi/v = (\omega_e \tau_e)_* \gg 1. \quad (18)$$

Ниже мы принимаем это условие — т.е. достигаем оправдания III за счет ограничения на константы, входящие в систему уравнений ХДМГД. Но этот ток существует лишь в условиях, когда выполняется априорное III, где фигурирует  $\tilde{v}$ . Сведения о  $\tilde{v}$  можно получить, если снова обратиться к уравнениям (9)-(10) и, используя (15), продвинуться в их решении.

### 3.4. Нахождение $\tilde{v}, \tilde{\rho}$ . Согласно (10) (тильду над $v$ опускаем),

$$\text{rot}_z \mathbf{w} = -\rho_0^{-1} (B^2/2)'_y. \quad (19)$$

С учетом первого из уравнений (9), имеем  $v_y \sim Q^{-1} v_x; w_x \gg w_y$ . С помощью (13), упростим еще левую часть (19), проинтегрируем по  $y$  и (наложив условие, что  $\mathbf{w} \rightarrow 0$  при удалении от токового слоя) получим

<sup>1</sup> В дальнейшем для простоты будем считать, что  $K = 0$ , т.е. осевой плоскостью токового слоя служит плоскость  $y=0$ . В силу того, что ток направлен вверх, магнитное поле положительно при  $y \rightarrow \infty$ , в этой области мы и выберем отсчетную точку  $(x^*, y^*)$ . Далее для определенности будем считать амплитудный множитель  $B_\infty$  положительным при всех  $x$ .

$$w_x = (2\rho_0)^{-1}(B^2 - B_\infty^2) < 0. \quad (20)$$

Если ввести функцию потока вещества, то (20) примет вид уравнения в частных производных для этой функции. Мы ограничимся извлечением двух следствий непосредственно из уравнения (20). Во-первых, отсюда следует соотношение  $v_x \sim B$ . Во-вторых, (заметив, что на оси тока  $v_y=0$  из-за симметрии всей гидродинамической картины) мы можем вычислить

$$v_x^2(x,0) = \int_x^{a_2} dx B_\infty^2 / \rho_0 \quad (21)$$

(здесь за  $B_\infty(x)$  принята ненулевая при  $a_1 \leq x \leq a_2$  колоколообразная функция). Отыщем теперь  $\tilde{\rho}$  (во всех точках пространства). Сравнивая порядки разных членов  $y$ -компоненты уравнения Эйлера (10), убедимся, что  $\partial F / \partial y = 0$ , где  $F(x,y) \equiv c^2 \tilde{\rho} + B^2 / 2$ , тогда как  $x$ -компонента того же уравнения дает  $dF / dx + F = B_\infty^2(x) / 2$ . Считая, что давление при  $x > a_2$  равно фоновому, решим это уравнение и затем раскроем  $F$ , получив выражение для  $\tilde{\rho}$ . Это позволяет выписать всю функцию  $\rho$ :

$$\rho(x,y) = \rho_0 - [B^2(x,y) + v_x^2(x,0) \cdot \exp(-x)] / 2, \quad (22)$$

[мы учли (21)]. Плотность оказывается повышенной в узкой области толщиной  $\sim Q^{-1}$  возле плоскости симметрии токового слоя  $y = 0$ . Структура выглядит как тонкая вертикально висящая более плотная, чем окружающая среда, занавеска, которую с боков поддерживает магнитное поле. Вверх по этой занавеске идет электрический ток; вниз течет с ускорением поток вещества, который, в соответствии с (21), продолжает существовать и после выхода под кромку занавески.

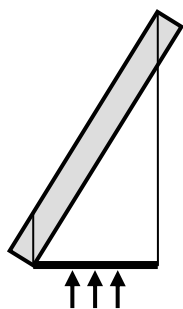
**3.5. Оправдание Предположения I.** Зная порядки всех величин, легко убедиться, что ПИ можно оправдать за счет выбора числовых констант

$$\Xi_g \equiv \xi^2 \nu^{-1} \geq \Xi_g^{cr} = 1 \quad (23)$$

(где  $\Xi_g^{cr}$  — критическое значение  $\Xi_g$ ). В систему ХДМГД  $\xi, \nu, \beta$  входили как независимые числовые константы, требования (18), (23) определили область значений, где существуют «тонкоструктурные» ее решения.

**4. О приложимости решения к солнечной плазме.** Константы  $\xi, \nu, \beta$  выражаются через материальные характеристики плазмы в отсчетной точке. Могут ли выявленные аналитически структуры реализоваться при наблюдаемых на Солнце  $N_*$ ,  $T_*$  и  $B_*$ ? Выразив  $B_*$  (знак \* далее всюду опущен) через задаваемое значение  $\beta$ , при значениях величин из табл. 1 и 2 работы [6] имеем  $Q_\nu = 13 \beta^{-1/2} N^{-1/2} T^2$ ,  $\Xi_g = 6 \cdot 10^7 \beta^{-1/2} N^{-1} T$  (здесь и далее везде  $T$  — число градусов Кельвина,  $N$  — число протонов или электронов в  $m^3$  и  $L$  — число метров). В атмосфере Солнца требование (18) выполнено, начиная с хромосферы. Требованию (23) удовлетворить гораздо сложнее, поэтому обсуждать будем  $\Xi_g$ . Этот параметр больше в верхних слоях атмосферы Солнца.

Мы изучили структурирование магнитного поля при  $\beta \gg 1$  (обсуждая результаты на качественном уровне, будем также иметь в виду  $\beta \approx 1$ ). Но для короны обычно принимают  $\beta \ll 1$ . В связи с этим надо заметить, что при малых  $\beta$  холловское структурирование магнитного поля действует гораздо интенсивнее, чем при  $\beta \geq 1$  (при том, что *ход процесса выглядит одинаково*) — это известно по численным расчетам [1]. Это позволяет думать, что наши выводы имеют более общий характер, чем кажется на



первый взгляд. К тому же в хромосфере и короне условие  $\beta \ll 1$  справедливо лишь для активных областей, в других же случаях  $\beta \approx 1$  (см. [7, с.42]). Для спокойных участков короны табличное значение магнитного поля  $B = 10^{-3}$  Т [6]. При такой напряженности поля высотное распределение  $\beta$  [8, с.29] на высоте, например, 10 Мм дает значение  $\beta = 3$ . Поэтому проведенные нами расчеты можно отнести, по крайней мере, к спокойным участкам солнечной короны. При  $N = 10^{14}$ ,  $T = 2 \cdot 10^6$  получается  $\Xi_g = \beta^{-1/2}$ . Таким образом, у нижней границы короны  $\Xi_g$  мало отличаются от  $\Xi_g^{cr} = 1$ , что говорит о возможности появления на этой высоте холловских токовых слоев рассчитанного типа. Толщина токового слоя там составляет примерно 40 м. Хотя описанная листовая структура тонка и прозрачна ( $\tilde{\rho} \ll \rho_0$ ), из-за своей протяженности ее, вероятно, можно заметить на лимбе при наблюдениях под некоторым довольно малым углом к ее плоскости (см. рисунок).

**5. Заключение.** Выявленные токовые слои дают пример самопроизвольного появления и длительного существования многих резко очерченных мелкомасштабных структур в тех областях астрофизической плазмы, где общая исходная ситуация и внешние условия не характеризуются присутствием каких-либо больших градиентов в распределении величин.

Работа поддержана РФФИ (код проекта 04-02-16580-а).

#### Литература

1. **Брушлинский К.В., Морозов А.И.** // *Вопросы теории плазмы*. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 8. М.: Атомиздат, 1974. С. 88.
2. **Алексеева Л.М.** // *Доклады АН СССР*. 1990. Т. 310. № 3. С. 567.
3. **Alekseeva L.M.** // *23th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*. Toulouse, France, 1997. V. 2. P. 156.
4. **Alekseeva L.M.** // *J. Plasma Phys.* 1999. V. 61. Part 5. P. 671.
5. **Алексеева Л.М.** // *Письма в Ж. техн. физ.* 2003. Т. 29. № 7. С. 71.
6. **Demoulin P., Klein K.-L.** // *Transport and Energy Conversion in the Heliosphere*. Lecture Notes in Physics, v. 553. Springer, 2000, p. 99.
7. **Прист Э.Р.** *Солнечная магнитогидродинамика*. М.: Мир, 1985.
8. **Aschwanden M.J.** *Physics of the Solar Corona: An Introduction*. Berlin: Springer; Chichester, UK: Praxis, 2004.



## **АНАЛИЗ ПРОФИЛЕЙ КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ СТОКСА РАЗЛИЧНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В СПЕКТРЕ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА**

**Баранов А.В., Лазарева Л.Ф.**

*УАФО ДВО РАН, 692533, Уссурийск, п/о Горнотаежное, baranov@utl.ru*

## **ANALYSIS OF STOKES PROFILES OF DIFFERENT SPECTRAL LINES IN SUNSPOTS SPECTRUM**

**Baranov A.V., Lazareva L.F.,**

*UAFO FEB RAS, 692533, Ussuriisk, p/o Gornotaeznoe, baranov@utl.ru*

### **Abstract**

*The Stokes V profiles of series spectral lines with complicated magnetic split show the same main peculiarities as triplets. However, attempt to measure of magnetic field with these lines shows the large mistakes. This connect with peculiarity behavior of spectral lines in real solar photosphere. Analysis profile of lines with help of theory. Formations shows that difference of H is little. Alteration of magnetic field with height is 0.7-0.9 Oe/km of low and 0-0.3 Oe/km of high level of photosphere.*

Измерения магнитных полей солнечных пятен по различным линиям поглощения имеет целью определение вертикального градиента магнитного поля и изучение неоднородности поля в горизонтальной плоскости. В большинстве посвященных этим вопросам работ при измерениях магнитного поля отдают предпочтение магнитоактивным линиям с триплетным расщеплением и большим фактором Ланде  $g$  (см.[1]), хотя есть работы, где использованы линии со сложным расщеплением [2], для которых есть сложности определения напряженности магнитного поля, связанные с измерениями положения центра тяжести групп  $\sigma$ -компонент линий на поляризационных спектрограммах. В спектрах солнечных пятен линий, имеющих видимое разделение компонент расщепления больше, чем триплетных линий. Их использование дает возможность повысить информативность спектрограмм. Поэтому нами поставлена задача изучения особенностей параметров Стокса ряда линий со сложным расщеплением.

Наблюдения проведены на телескопе АЦУ-5 в четвертом порядке спектрографа АСП-20 при дисперсии  $2.57 \text{ мм}/\text{\AA}$  в спектральной области  $\lambda\lambda$  621-634.4 нм, содержащей большое число линий с видимым расщеплением. Спектрограммы с разрешением  $\sim 1''$  использованы для решения поставленной задачи.

Проанализированы профили круговой поляризации ( $rv$ ) и интенсивности ( $ri$ ) в спектре солнечного пятна группы 289 СД от 3.08.89 (площадь  $S =$

580 м. д. п.,  $r/R = 0.46$ ). Использовано 10 магнитоактивных линий, имеющих большой эффективный фактор Ланде  $g$ . Из них одна (FeI  $\lambda$  630.25 нм) имеет триплетное, остальные - сложное магнитное расщепление. Данные о них сведены в табл.1, где приведены последовательно: элемент, длина волны, потенциал возбудений нижнего уровня, логарифм сил осцилляторов, высоты образования в пятне для модели Кнеера [3] и в фотосфере для модели HOLMU [4]. В последней графе дан эффективный фактор Ланде, найденный как средневзвешенное по интенсивности расстояние  $\sigma$ -компонент от центра линии.

### Основные результаты анализа

В области преимущественно поперечного поля все линии вблизи их центра показывают искажения  $gv$ -профилей независимо от того, есть у них центральный компонент или нет. Явно выраженную инверсию  $gv$ -профиля, кроме триплета FeI  $\lambda$  630.25 нм, показывает линия FeI  $\lambda$  633.68 нм, имеющая сложную структуру расщепления (см. табл. 3). Линия FeI  $\lambda$  621.34 нм, имеющая ту же структуру расщепления, показывает только искажения  $gv$ -профиля у ее центра. Выраженную инверсию показывают линия FeI  $\lambda$  623.26 нм, имеющая эффективный фактор Ланде  $g = 2$  и линия CrI  $\lambda$  633.01 нм с  $g = 22/12$ . Помимо указанных линий инверсию  $gv$ -профиля показывает линия FeI  $\lambda$  632.2 нм. У четырех линий инверсии нет, но в центре линий заметны особенности соответствующие эффекту вращения плоскости поляризации. Единственная чисто «пятенная» линия V1  $\lambda$  621.38 нм показывает у центра «ступеньку» размером 32 мÅ. Мы видим, что линии со сложным расщеплением, даже те, у которых отсутствуют близ их центров  $\sigma$ -компоненты, показывают особенности  $gv$ -профилей, характерные для триплетов. Представляется возможным измерение по ним величины магнитного поля тем же методами, что и для триплетов.

Таблица 1.

Эл-т	$\lambda_i$ , нм	$E_i$ , эВ	$Lg(gf)_i$	$h_i$	$h_{ip}$	$g_i$
FeI	621.34	2.22	-2.58	-125	-306	2
V1	621.38	0.30	-1.84	-110	-192	1.495
FeI	621.93	2.20	-2.39	-140	-326	1.667
FeI	623.26	3.65	-1.22	15	-258	2
FeI	626.51	2.18	-2.57	-130	-316	1.583
FeI	630.15	3.65	-0.56	-110	-286	1.667
FeI	630.25	3.69	-1.14	10	-264	2.5
FeI	632.27	2.59	-2.37	-110	-285	1.5
CrI	633.01	0.94	-2.49	-205	-202	1.833
FeI	633.68	3.69	-0.75	-80	-283	2

Интересная картина отмечена в полутени, где  $gv$ -профили линий  $\lambda\lambda$  626.51 и 632.27 нм имеют пики в центре линии, а пики, соответствующие

$\sigma$ -компонентам в пределах ошибок отсутствуют. Для остальных 8 линий формы  $g_V$ -профилей можно объяснить наличием ошибки определения интенсивности непрерывного спектра. Для объяснения формы  $g_V$ -профилей линий  $\lambda\lambda$  626.51 и 632.27 нм необходимо предположить, что имеет место фазовый сдвиг на зеркалах, в результате чего происходит «просачивание» в спектры круговых поляризаций  $g_Q$ -профиля. Но в этом случае подобную картину показывали бы и остальные линии. Вероятное объяснение эффекта в том, что в данном участке пятна мы имеем наложение профилей, возникающих в образованиях с разным магнитным полем и разными лучевыми скоростями.

При анализе профилей Стокса в пятне оказалось, что в 82% случаев "синие"  $g_V$ -профили линий сильнее «красных», за счет чего центры линий, находимые по профилю интенсивности смещены в коротковолновую сторону от центров линий, найденных по  $g_V$ -профилю. Обратная картина зафиксирована в 8% случаев. Величина смещения составляет, как правило, 5-10  $m\text{\AA}$ , но в полутени иногда достигает 20  $m\text{\AA}$ . Причиной эффекта может быть наличие больших градиентов лучевой скорости по высоте и разная высота эффективного образования указанных профилей Стокса.

Проведены измерения напряженности магнитного поля  $H$  в тени пятна по всем указанным линиям. Во втором столбце табл. 2 приведены величины  $H_\sigma$ , найденные по расстоянию между центром линии и центром тяжести  $\sigma$ -компонент, соответствующим максимальной глубине  $\sigma$ -компонентов. Использовались эффективные факторы Ланде, приведенные в последней строке табл. 1.  $H$  найдены, как средние значения величины по ряду точек тени пятна. Незначительно меняясь в разных точках пятна у каждой из линий, величины  $H$  могут существенно, почти на 1000 Э, различаться от линии к линии, несмотря на то, что высоты их образования близки.

**Таблица 2.**

Линия, $\lambda$ , нм	$H_\sigma$ , Э	$H_{\pi\sigma}$ , Э	$H_V$ , Э	$L_{VV}$ , Э	$L_{Vt}$ , Э
621.34	2000	2665	2430	3080	2895
621.38	?	?	2600	2750	2880
621.93	1860	2720	2500	3085	3085
623.26	2525	2525	2695	2690	2700
626.51	?	?	2550	3085	3165
630.15	1930	2830	2605	2620	2925
630.25	2675	2675	2685	2775	2710
632.27	?	?	2590	3245	3025
633.01	2590	2590	2590	2720	2660
633.68	2130	2840	2560	3180	2795

Триплет Fe 1 630.25 нм показывает величину  $H$ , близкую к той, что показывает линия Fe 1 623.26 нм, имеющая ту же высоту образования,

структуру расщепления с тесными группами  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент и эффективный фактор Ланде  $g = 2$ . Линия Cr 1 633.01 нм имеет расщепление, близкое к триплетному, с  $g = 22/12$  и самую большую высоту образования из используемых линий. Измеренная по ней величина  $H$  на 95 Э меньше, чем  $H$ , найденная по линии Fe 1 630.25 нм, что соответствует величине вертикального градиента напряженности магнитного поля 0.4 Э/км, что хорошо согласуется с определениями градиента из уравнения  $\text{div}\mathbf{H} = 0$ . Остальные линии показывают меньшую величину  $H$ . Все они имеют сложную структуру расщепления. Ясно, что различие в измеренных  $H$  обусловлены особенностями расщепления линий. Рассмотрим расщепление линий Fe 1  $\lambda\lambda$  621.34 и 633.68 нм. Во втором столбце табл. 3 приведена структура расщепления линий, а в третьем – относительные интенсивности компонент расщепления.

**Таблица 3.**

Линия $\lambda$ , нм	Структура расщепления	Интенсивности компонент	$g_{\text{eff}}$
621.34	<u>(2), 3, 5</u> 2	<u>(2), 1, 1</u> 2	1.5
621.38	<u>(6, 18, 30, 42, 54), 100, 112, 124,</u> 99 <u>136, 148, 160, 172, 184, 196</u> 99	<u>(1, 9, 25, 49, 81), 9, 16, 21,</u> 4 <u>24, 25, 24, 21, 16, 9</u> 4	-  1.133
621.93	<u>(2, 4), 7, 9, 11, 13</u> 6	<u>(2, 8), 2, 3, 3, 2</u> 2	2
623.26	<u>(0, 2), 9, 11, 13</u> 6	<u>(8, 6), 1, 3, 6</u> 2	-
626.51	<u>(1, 2, 3), 7, 8, 9, 10, 11, 12.</u> 6	<u>(2, 8, 18), 3, 5, 6, 6, 5, 3.</u> 2	1.133
630.15	<u>(2, 4), 7, 9, 11, 13</u> 6	<u>(2, 8), 2, 3, 3, 2</u> 2	2.5
630.25	<u>(0), 5</u> 2	<u>(1), 1</u> 2	-
632.27	<u>(0, 2, 4, 6), 9, 11, 13, 15,</u> 6 <u>17, 19, 21</u> 6	<u>(32, 30, 24, 14), 1, 3, 6, 10,</u> 6 <u>15, 21, 28</u> 6	1.833
633.01	<u>(0, 1, 2), 21, 22, 23, 24, 25</u> 12	<u>(18, 16, 10), 15, 10, 6, 3, 1</u> 12	1.5
633.68	<u>(2), 3, 5</u> 2	<u>(2), 1, 1</u> 2	

Легко видеть, что расстояние между  $\pi$ -компонентами больше, чем расстояние между соседними  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонентами и при расщеплении линии в поле пятна мы измеряем расстояние от центра линии не центра тяжести  $\sigma$ -компонент, а центра тяжести группы из одной  $\pi$ - и двух  $\sigma$ -

компонент. Эффективный фактор Ланде такой группы будет равен уже не 2, а 1.5 (см. последнюю графу табл. 3). Это касается и имеющих одинаковую структуру расщепления линий Fe I  $\lambda\lambda$  621.93 и 630.15 нм. Средневзвешенное значение фактора Ланде группы из двух  $\pi$ - и четырех  $\sigma$ -компонент в этом случае составит не 1.667, а 1.133. Подобный подход для линий использован В. Бумбой [5].

Сложнее обстоит дело с линиями, у которых компоненты расщепления нельзя объединить в компактные группы. Для линий V1  $\lambda$  621.38 нм и Fe I  $\lambda\lambda$  626.51 и 632.27 нм возникает неопределенность при объединении в одну группу компонент, для которых может быть рассчитан эффективный фактор Ланде. Кроме того, их структуры рассчитаны по приведенным в [6] правилам для поперечного поля. В случае продольного поля мы имеем эффективные факторы Ланде, указанные в табл. 1, т. к.  $\pi$ -компоненты у линий отсутствуют.

Величины напряженности магнитного поля  $H_{\pi\sigma}$ , рассчитанные с эффективными факторами Ланде, найденных для объединенных в одну группу  $\pi$ - и  $\sigma$ -компонент, даны в графе 3 табл. 2. Разброс значений  $H$  стал явно меньше. Появилась тенденция уменьшения магнитного поля с высотой с градиентом около 0.4 Э/км. Линии V1  $\lambda$  621.38 нм, Fe I  $\lambda\lambda$  626.51 и 632.27 нм и в этом случае показывают неуверенные значения  $H_{\pi\sigma}$ .

Определение магнитного поля проводилось и путем сравнения наблюдаемых и теоретических  $g_i$ - и  $g_v$ -профилей. Расчеты выполнены с использованием системы уравнений переноса излучения Унно [7] для модели пятна Кнеера [3]. Интегрирование уравнений проводилось в интервале  $-1 < x < -5$ ,  $x = \log \tau$ , где  $\tau$  – оптическая глубина. При расчетах линии полагались триплетом с факторами Ланде, соответствующими эффективным факторам Ланде, приведенным в табл. 1. Наилучшее совпадение наблюдаемых и рассчитанных профилей достигнуто при значениях напряженности магнитного поля  $H_t$ , приведенных в графе 4 таблицы 2. Мы видим, что разброс значений  $H_t$  мал. Изменение магнитного поля с высотой можно описать формулой

$$H_t = 2740 + 50x \text{ (Э)}. \quad (1)$$

Более подробное рассмотрение показало, что величина градиента в области  $-1 > x > -2$  составляет 0.7-0.9 Э/км, а в диапазоне  $-2 > x > -3$  примерно 0 – 0.3 Э/км при среднем по всему диапазону высот значении 0.4 Э/км, что впервые было отмечено Витманом [8].

Используя зависимость (1) мы рассчитали величину смещения максимума профилей круговой поляризации ( $g_v$ ) от центров линий  $L_{vt}$ . Выраженные в эрстедах значения  $L_{vt}$  приведены в последней графе табл. 2. Интересно сравнить их со смещениями  $g_v$ -профилей, полученными из наблюдений  $L_{vv}$ . Эта величина в наименьшей степени искажена паразитным светом и определяется из всех измеряемых величин наиболее точно. Отметим хорошее совпадение теоретических и наблюдаемых  $L$  для линий, образуя-

щихся на малых и больших высотах, в то время как 5 линий, образующиеся на высоте 80-125 км, показывают явные различия  $L$ . В этом диапазоне высот отмечен и максимальный разброс значений поля. Отметим, что сильнее крыло  $g_V$ -профиля линии  $V1 \lambda 621.38$  нм и красное крыло  $g_V$ -профиля линии  $Fe 1 \lambda \lambda 621.34$  нм взаимно блендируются. В результате при подборе теоретического  $g_V$ -профиля, аппроксимирующего наблюдаемый, мы получаем значения магнитного поля меньше, а угла наклона силовых линий к лучу зрения больше, чем это есть в действительности. Величина ошибки в результате взаимного блендирования составляет примерно 100-200 Э и примерно на эту величину занижается и величина поля для аппроксимирующего теоретического  $g_V$ -профиля этих линий. С учетом этого среднее по пяти линиям реальное значение  $H_{\text{то}}$  составляет 2600-2650 Э и все полученные данные хорошо описываются выражением (1).

### Основные итоги работы

Параметры круговой поляризации ряда линий со сложным магнитным расщеплением показывают те же основные особенности, что и триплеты. Однако попытка измерения по ним магнитного поля по расстоянию между центром линии и центром тяжести группы  $\sigma$ -компонент приводит к ошибкам порядка 500 Э. Это связано с особенностями поведения спектральных линий в реальной солнечной фотосфере. Вопрос требует специального изучения. Анализ профилей линий с помощью теории образования показывает, что разброс значений  $H_t$  мал. Изменение магнитного поля с высотой меняется от значений 0.7-0.9 Э/км на нижних до 0 – 0.3 Э/км на более высоких уровнях фотосферы.

### Литература

1. *Гусейнов М. Дж.* Определение напряженности магнитного поля по разным линиям поглощения // Изв. КрАО. 1969. Том 39. С. 253- 264.
2. *Kneer F.* Profiles of Magnetically Split Lines in Sunspots // Astron. and Astrophys. 1972. V.18, № 2. P. 47-50.
3. *Kneer F.* Line Profiles in Sunspots // Astron. and Astrophys. 1972. V.18, № 2. P. 39-47.
4. *Гуртовенко Э.А., Костык Р.И.* Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов. Киев: Наукова думка, 1989. 200 с.
5. *Vumba V.* Magnetic Fields in Sunspot Umbrae // ВАС. 1962. V. 13, № 2. P. 48-59.
6. *Ельяшевич М.А.* Атомная и молекулярная спектроскопия. Москва: Государственное издательство физ. – мат. литературы, 1962. 892 с.
7. *Обридко В.Н.* Солнечные пятна и комплексы активности. М: Наука. 1985. С. 256.
8. *Wittmann A.* Computation and observation of Zeeman multiplet polarization in Fraunhofer lines III: Magnetic Field Structure of Spot Mt.Wilson 18488 // Solar Phys. 1972. V.36, № 1. P. 29-44.

## **О ШИРОКОДИАПАЗОННЫХ ВАРИАЦИЯХ МИКРОВОЛНОВОГО ПОТОКА ИЗЛУЧЕНИЯ ПЕРЕД МОЩНЫМИ ВСПЫШКАМИ**

**Богод В.М., Котельников В.С.**

*Специальная астрофизическая обсерватория РАН,  
Санкт-Петербургский Филиал, Пулково, Санкт-Петербург, Россия*

## **ON BROADBAND VARIATIONS OF THE MICROWAVE RADIATION FLUX BEFORE POWERFUL FLARES**

**Bogod V., Kotelnikov V.**

*Saint-Petersburg branch SAO RAS, Russia*

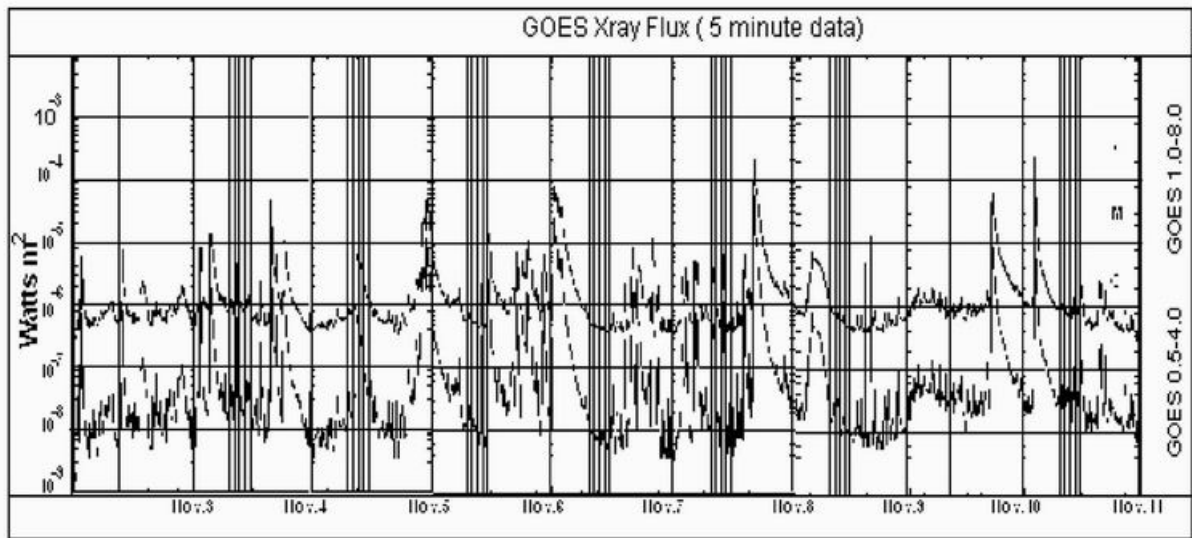
### **Abstract**

*Spectral-polarization microwave emission behavior of flare-productive active regions shows the different peculiarities, which point to inhomogeneous vertical atmosphere structure during wide temporal range- from preflare stage, stage of flare generation and post-flare stage. In the work we report about dynamic feature of microwave emission of AR 10696, which was on the disk during first half of November 2004. As a result of their flare productivity on the Earth the powerful magnetic storm was occurred with  $Dst = -383nT$ . The peculiarity of the active region consist on in that the microwave emission has stable spectral-polarization parameters during all time on the disk living. We detected the smooth variation of wide range polarization flux during activity process. The microwave emission intensity demonstrate effect of radio emission darkening" after big flare X 2.0 level, which occurred November 7, 15h40m.*

В интервале 2-11 ноября 2004 г. проводились наблюдения на радиотелескопе РАТАН-600 в диапазоне волн 1.83 – 15 см. На рис.1 показаны моменты измерений на РАТАН-600 (в виде вертикальных серых линий), совмещенные с записями КА GOES в рентгеновском диапазоне.

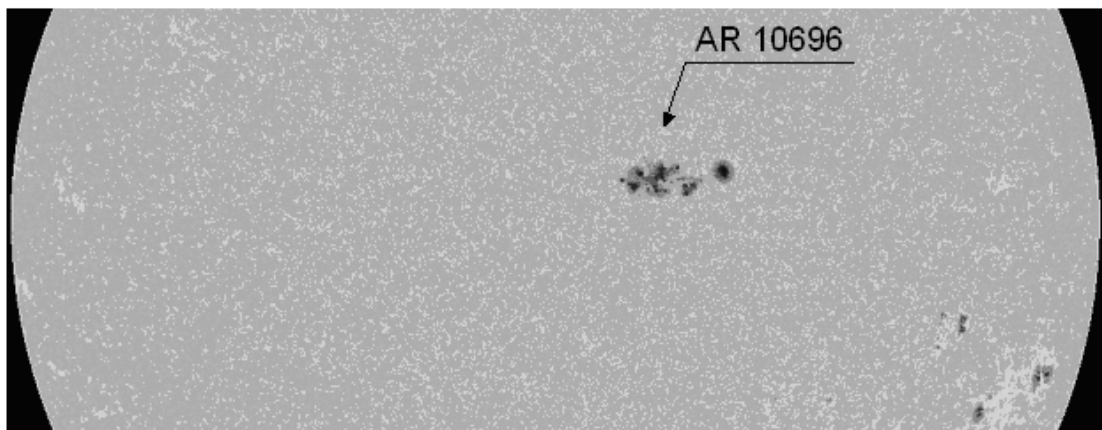
Весь период активности определялся активностью одной вспышечно-продуктивной активной области АО 10696, которая произвела 11 вспышек уровня М и 2 вспышки уровня Х в рентгеновском диапазоне. Особенность радиоизлучения этой области состояла в том, что, несмотря на значительную вспышечную активность, она имела стабильные спектрально-поляризационные характеристики в течение всего периода. Исключение составляет лишь 7 ноября 2004 г., когда в спектре поляризованного излучения происходили резкие изменения в знаке круговой поляризации.

Анализ рис.1 показывает наличие двух периодов активности этой области. С 2 по 7 ноября существовала нарастающая активность на уровне нескольких вспышек класса М, которая завершилась 7 ноября генерацией вспышки уровня Х 2.0 в 15h 40m UT. Второй период активности завершился генерацией вспышки уровня Х 2.5 в 2h 04m 10 ноября.



**Рис.1.** Моменты наблюдений на РАТАН-600 (вертикальные серые линии) на временной последовательности активности Солнца в рентгеновском диапазоне (данные GOES).

Проявления предвспышечной плазмы в радиоизлучении многообразно [1,4]. Особенно явно наблюдаются различные эффекты в спектре потока поляризованного излучения [2,3]. Для данной активной области они также проявились четко в поляризованном излучении заблаговременно за трое суток до мощной вспышки 7 ноября.

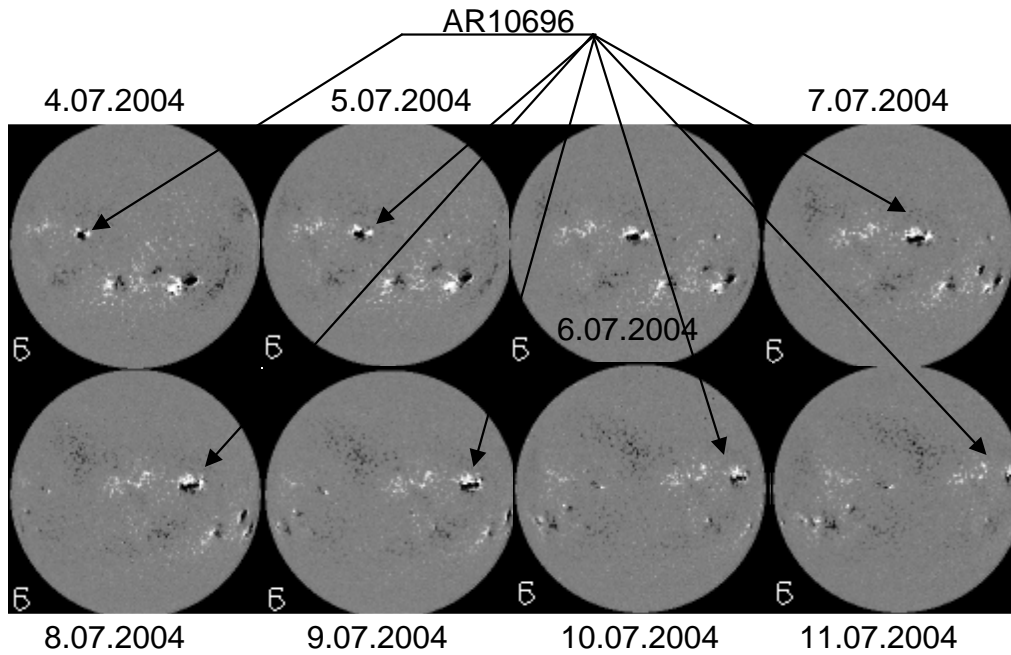


**Рис.2.** Изображение АО 10696 в линии H(альфа) 7 ноября 2004 г. Суммарная площадь группы пятен составила 910 м.д.п.

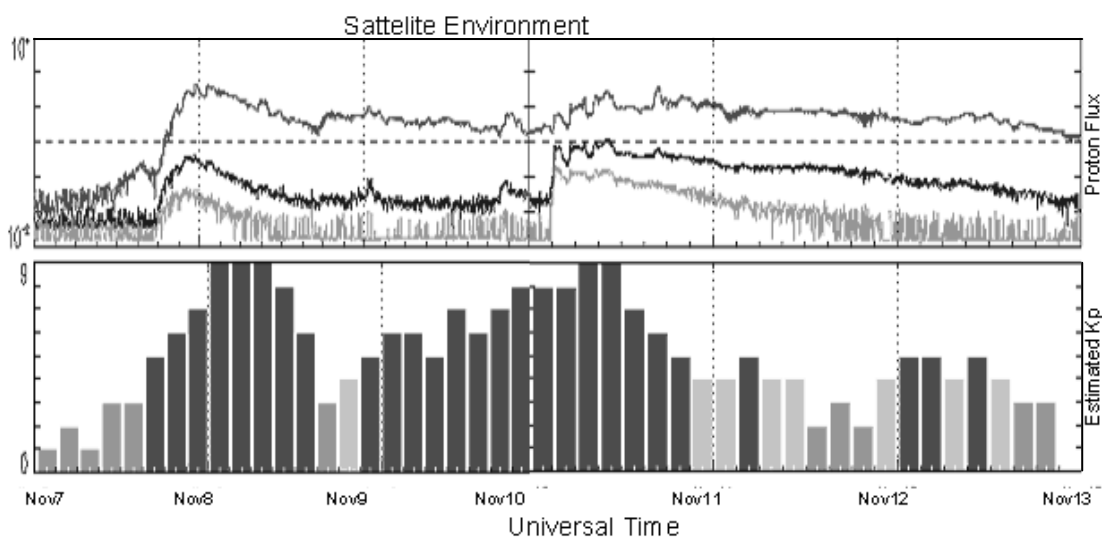
Результаты спектрально-поляризационных микроволновых наблюдений на РАТАН-600 и сопоставление с данными спутниковых наблюдений в других диапазонах электромагнитного спектра указывают также, что активность вспышечно-продуктивной области АО 10696 была различной для этих двух временных интервалов. Пятенная структура АО в линии H(альфа) (рис.2) была сложной, а магнитная структура (рис.3) несмотря на сложность, менялась монотонно в течение всего времени нахождения на



диске. Воздействие обоих интервалов активности на магнитосферу Земли также было различным (см. рис.4). Активность первого временного интервала вызвала большую геомагнитную активность на Земле в течение времени с 8 по 11 ноября, причем провал в Кр индексе 9 ноября связан с интервалом между вспышками 6 ноября M9.3 и M5.9 в 0h11m и 0h43m соответственно и вспышкой X2.0 в 16h06m 7 ноября. Вспышка X2.5, произошедшая 10 ноября в 1h59m, проявилась в незначительном увеличении Кр индекса 13 ноября.

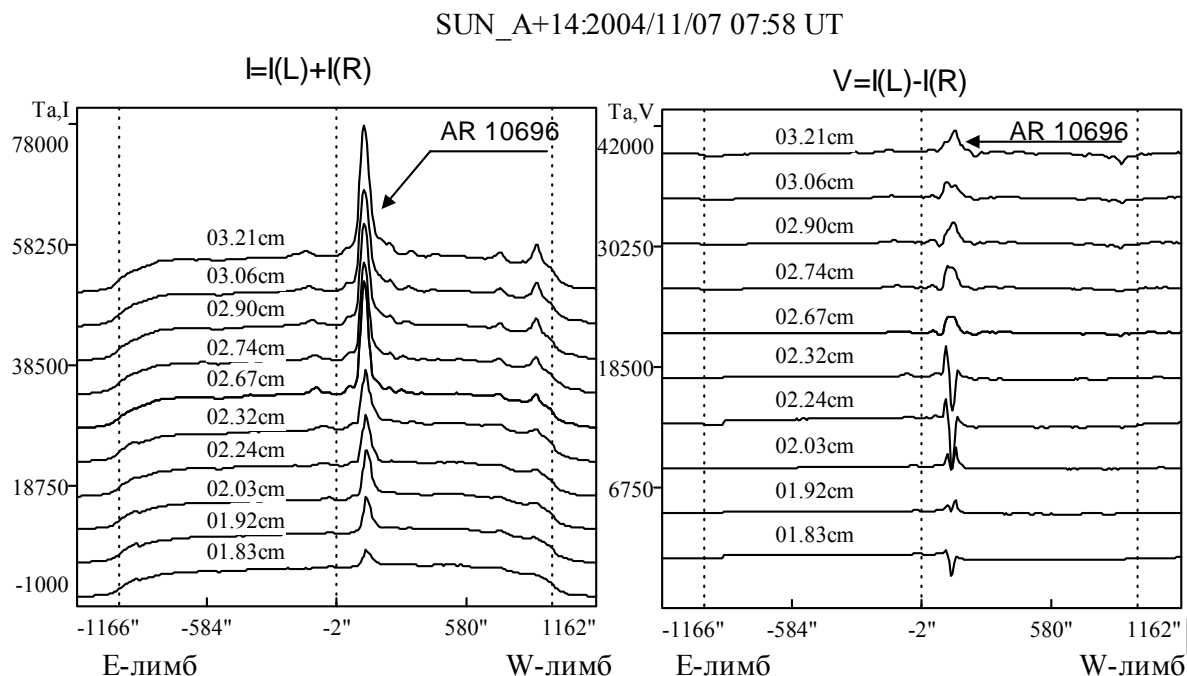


**Рис.3.** Магнитограммы диска Солнца по данным спутника SOHO MDI. Виден монотонный характер изменения магнитной структуры АО 10696 в течение всего периода.



**Рис.4.** Спутниковые данные о генерации протонов и Кр индексе по данным спутников GOES и ACE.

В радиодиапазоне поведение АО 10696 также отличалось монотонным характером за исключением 7 ноября (рис.5), когда непосредственно за несколько часов перед вспышкой X 2.0 в 16h06m были зафиксированы резкие смены знака круговой поляризации микроволнового излучения.

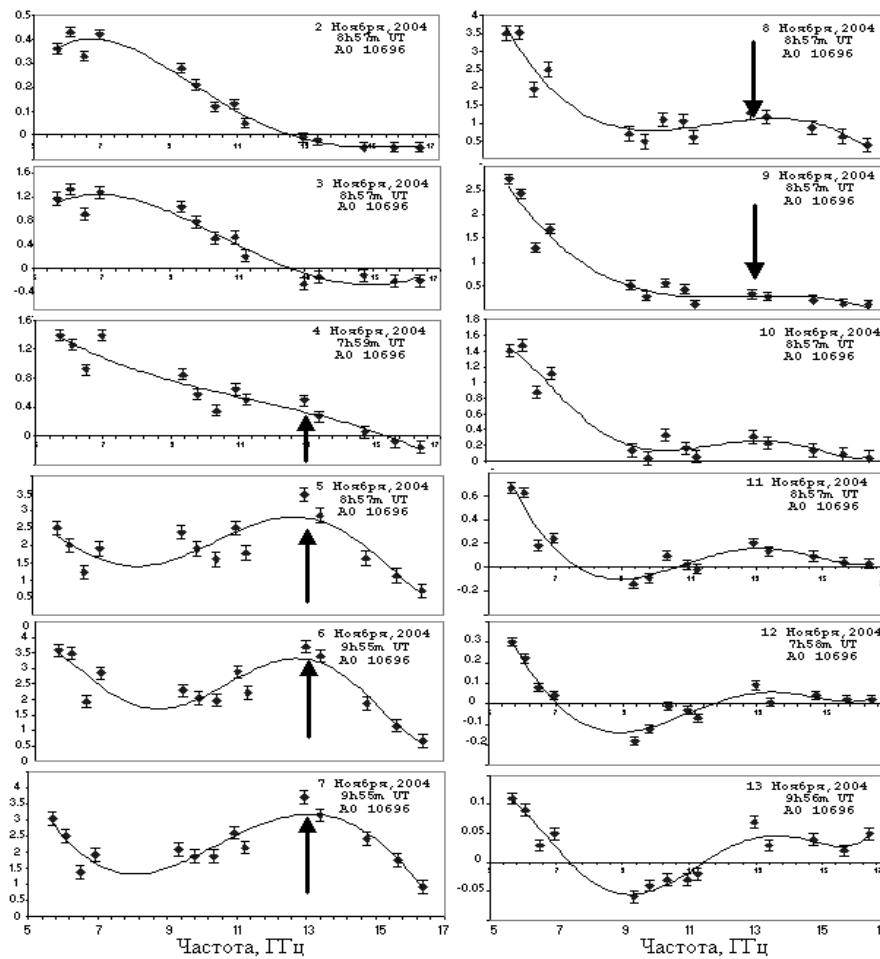


**Рис.5.** Сканы радиоизлучения в интенсивности (слева) и круговой поляризации (справа) для 7 ноября 2004 г. по данным РАТАН-600. В каналах круговой поляризации отмечаются резкие изменения и инверсии перед вспышкой в 15h40m UT.

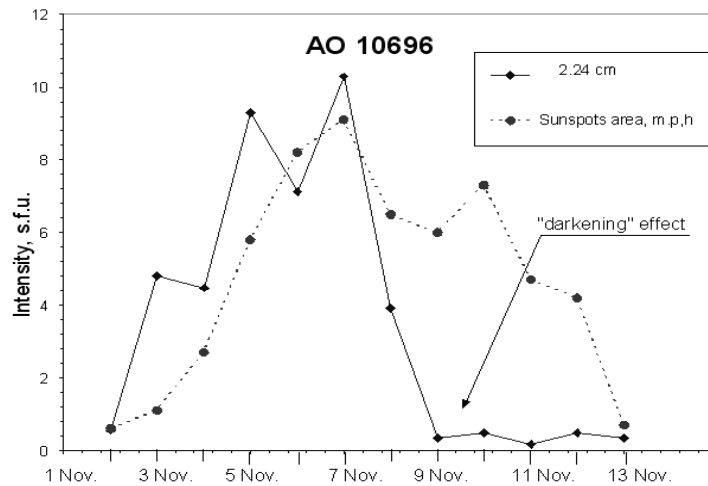
Однако более информативными оказались данные полного потока излучения интенсивности радиоизлучения и полного потока поляризованного излучения (рис.6 и 7). Из рис.6 видно что, начиная с 4 ноября начал увеличиваться поляризованный поток в коротковолновой части сантиметрового диапазона (стрелка дана на частоте 13 ГГц). Как известно, ([1],[4]) это связывается с выходом нового магнитного потока в активную область, что обычно приводит к генерации мощных вспышек. Рост поляризованного потока на этих частотах продолжался вплоть до мощной вспышки X 2.0 происшедшей в 15h 40m UT, и который начал спадать после этого события.

Во втором временном интервале активности, сценарий подготовки вспышки был иным. На рис.7 приведено изменение полного потока интенсивности радиоизлучения на волне 2.24 см за весь период наблюдений с 1 по 13 ноября 2004 г., которое сопоставлено с площадью занимаемой пятнами в данной активной области. Видно, что после 7 ноября поток радиоизлучения стал падать значительно резче, чем суммарная площадь пятен.

Поляризованный поток АО10696, [s.f.u.]



**Рис.6.** Динамика спектра полного потока поляризованного излучения АО 10696 с 2 ноября по 11 ноября по данным на РАТАН-600. В течение 4-7 ноября заметен рост спектра на высоких частотах (11-16 ГГц) показан стрелкой вверх. 8 и 9 ноября отмечено резкое уменьшение потока излучение, которое связано с эффектом потемнения (см. также рис.8).



**Рис.7.** Проявление эффекта потемнения в активной области АО 10696 перед вспышкой M 2.5 10 ноября 2004 г. Пунктиром показано изменение площади пятен в группе пятен на уровне фотосферы. Сплошной линией приведен полный поток в интенсивности излучения АО 10696 на волне 2.24 см.

Подобные эффекты “потемнения” исследовались ранее в [3,4]. Природа этого эффекта еще до конца не установлена (см. [5-7]) и он обычно сопровождается наиболее мощные вспышки (см., например, [3] во вспышке Бастилия 14 июля 2000 г.). В данном случае из рис.6 и 7 можно предположить, что рост поляризованного потока в диапазоне 9-17 ГГц отражает поступление магнитной энергии в виде магнитного облака с напряженностью магнитного поля около 1000-2200 Гс в слое нижней короны, где эффективно генерируется циклотронное излучение на третьей гармонике гирочастоты. Во время вспышки, происшедшей 7 ноября, это магнитное облако в виде сгустка прогретой плазмы было выброшено из активной области, в результате чего образовался дисбаланс теплового распределения, который и наблюдается в виде эффекта “потемнения”.

### Резюме

Данный период радио наблюдений вспышечно-продуктивных активных областей свидетельствует о возможном прогнозировании мощных вспышек по спектральным наблюдениям интенсивности и поляризации излучения от данной активной области за 2-3 дня до события.

### Благодарности

Данная работа выполнялась при поддержке программы ПАН №30 "Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля", и гранта РФФИ 05-02-16228.

### Литература

1. **Богод В.М., Тохчукова С.Х.**, Наблюдения мощных активных областей в октябре-ноябре 2003 г. в микроволновом диапазоне на РАТАН-600. Часть 1. Период с 23 октября по 5 ноября (Представлено в 2004 в журнал “Космические исследования”).
2. **S.Kh. Tokhchukova, V.M. Bogod**, Detection of the Long-Term Microwave “Darkening” Before the 14 July 2000 Flare, *Solar Physics*, 2003, v.212, Issue 1, p.99-109.
3. **V.M. Bogod, G.B. Gelfreikh F. Ch. Drago, V.P. Maximov, A. Nindos, T.I. Kaltman, B.I. Ryabov, S. Kh. Tokhchukova**: Analysis of polarized microwave emission of Flare-Productive Active Region 9415, 2003, astro-ph/0309444,
4. **Е.Я. Злотник**: 2001, Известия ВУЗов, Радиофизика, №1-2,57.
5. Zlotnik E.Ya.: 1999, Proc.9<sup>th</sup> European Meeting on Solar Physics “Magnetic Fields and Solar Processes”, Florence, ESA SP-448.P.1239.).
6. **Злотник Е.Я., Кальтман Т.И., Шейнер О.А.** Интегральные спектрально-поляризационные характеристики теплового циклотронного излучения горячих корональных петель (трехмерная модель). ВАК-2004 "Горизонты Вселенной", МГУ, ГАИШ, 3-10 июня 2004 г., Тезисы докладов, Москва, 2004, с.51-52.

## **НЕЛИНЕЙНОЕ ДОГОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СОЛНЕЧНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ**

**Гриб С.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, СПб, Россия*

## **NONLINEAR INTERACTION OF RUNNING SOLAR PERTURBATIONS IN THE CORONAL PLASMA**

**Grib S.A.**

*Central astronomical observatory, Academy of sciences of Russia, Pulkovo,  
Saint-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*The interaction of a typical solar shock wave with another fast coronal shock wave, appeared before, in the frame of MHD is considered for different parameters of the coronal and solar wind plasma. The waves are not piston driven and one is going after another in a free way. The magnetic field structure appeared after the interaction corresponds to the classic R model. The possibility of the refracted slow shock wave appearance inside the magnetic cloud due to an oblique solar shock wave interaction is indicated.*

### **Введение**

В связи с проблемой прогноза космической погоды распространение солнечных разрывов направления и ударных волн в настоящее время моделируется международной группой [1] с использованием магнитной гидродинамики (МГД), что указывает на применение теории МГД разрывов к межпланетной среде. Кроме того, важно подчеркнуть наблюдаемую в солнечном ветре корреляцию между движением солнечных ударных волн и корональных выбросов массы [2].

В настоящее время хорошо известно, что возмущения межпланетной среды, регистрируемые на орбите Земли с помощью спутников, представляют собой сложные сочетания взаимодействующих потоков от солнечных источников разного типа: вспышек, корональных дыр, исчезающих волокон, лучевых структур (стримеров). В солнечном ветре иногда наблюдаются такие крупномасштабные возмущения как межпланетные ударные волны, магнитные облака, области сжатия на границе двух разноскоростных потоков [3,4] и др. Известно, что эволюционируя, по мере переноса их в солнечном ветре, они тем не менее сохраняют свою форму на расстояниях до 1 а.е. [2], что и позволяет их регистрировать с помощью орбитальных космических аппаратов. Все вышеперечисленные возмущения или их структурные единицы представляют собой разрывные структуры (быстрые и медленные ударные волны, тангенциальные, вращательные разрывы и

т.д.). Вследствие относительной устойчивости этих возмущений в солнечном ветре, очевидно, может наблюдаться ситуация, при которой одна разрывная структура будет нагонять другую.

Так, например, в настоящее время хорошо известна структура межпланетного магнитного облака. Его магнитное давление больше газокINETического, т.к.  $\beta = \frac{8\pi \kappa T}{B^2} = \leq 1$ , и силовые линии внешнего поля не проникают внутрь облака, т.о. облако представляет собой устойчивую структуру [5,1]. Представляется важным рассмотреть взаимодействие двух магнитных облаков, взаимодействие магнитного облака с любой другой разрывной структурой в солнечном ветре, а также взаимодействие разрывных структур между собой как основное явление.

### Постановка задачи

Представим, что в стационарном потоке плазмы возникли две ударные волны с произвольно заданными амплитудами. В момент столкновения обеих волн возникает поверхность, разделяющая среды с различными величинами газокINETического давления, макроскопической скорости плазмы, температуры и индукции магнитного поля. Возникающий при этом так называемый произвольный разрыв обязательно должен распасться. Поскольку в условиях задачи не содержится характерных длин промежутков времени, можно рассматривать движение, как зависящее только от отношения  $x/t$ , т.е. задача будет являться автомодельной. В этом случае течение может быть описано центрированными простыми волнами разрежения (быстрыми и медленными) и разрывами - альфвеновскими и ударными волнами (быстрыми и медленными). Между двумя областями потока будет располагаться стационарный контактный или тангенциальный разрыв (в случае присутствия только поперечного магнитного поля). Быстрая ударная волна солнечного ветра может нагнать предыдущую быструю ударную волну, усилить ее и отразиться от нее в виде обратной волны разрежения аналогично случаю, рассмотренному для головного фронта [6].

Описание распада произвольного МГД разрыва, возникающего в частном случае при набегании одной МГД ударной волны на другую, было недавно дано в докладе на международной конференции в Казани [7].

Рассмотрим взаимодействие одной быстрой магнитогидродинамической ударной волны  $S_+$  с другой, движущейся перед ней. Как известно, рано или поздно в силу сверхмагнитозвукового характера движения одна волна обязательно догонит другую, если она до этого не затухнет.

При взаимодействии  $\underline{S}_+ \underline{S}_+$  образуется новый разрыв, параметры плазмы и поля на котором не удовлетворяют законам сохранения, и поэтому он существовать не может. Возникает задача о распаде произвольного магнитогидродинамического разрыва. При этом считаем выполненной теорему Лэкса, говорящую о том, что существует окрестность точки  $\xi$  та-

кая, что если  $\xi \in V(\xi)$ , то обобщенная задача Римана имеет решение, когда каждые два промежуточных состояния отделяются истинной ударной волной, центрированной волной разрежения или особым разрывом. При этом существует только одно решение этого типа, если промежуточные состояния лежат в окрестности  $\xi$ .

Для разделения волн на приходящие волны и уходящие можно применить известный критерий Ландау, по которому приходящие волны – это волны, вдоль которых не могут распространяться возмущения, образуемые на линии взаимодействия и идущие от нее. Здесь проявляется закон причинности.

При решении задачи о распаде произвольного разрыва полагаем, что сумма скачков физической величины при переходе через волну (ударную, простую или особый разрыв) должна равняться скачку этой величины на начальном разрыве:

$$\Delta_0 a_i = \sum (\Delta_f a_i, \Delta_s a_i, \delta_f a_i, \delta_s a_i, \delta_a a_i, \Delta_s a_i), \quad (1)$$

где начальный разрыв величины  $a_i$ , под которой можно соответственно понимать энтропию  $S$ , плотность  $\rho$ , компоненты скорости  $V_x, V_y, V_z$ , и компоненты магнитного поля  $B_y, B_z$ . Индексы “ $f$ ”, “ $s$ ” относятся соответственно к быстрой и медленной волнам, а “ $a$ ” к альфвеновскому разрыву.

За параметры невозмущенного потока примем те же значения, которые использовались в работах [4,8].

Для фронта ударной волны считаем выполненными магнитогидродинамические уравнения Рэнкина-Гюгонио. Тогда параметры потока за набегающей волной солнечного ветра и за головной ударной волной могут быть найдены по методу и формулам, приведённым в [9]. Для быстрых  $S^+$  и медленных ударных волн  $S^-$  имеем:

$$\begin{aligned} S^+ : \Delta U = U_2 - U_1 = \pm f_+, \quad \Delta V = V_2 - V_1 = \pm \underline{\varphi} \operatorname{sign} h, \\ S^- : \Delta U = U_2 - U_1 = \pm f_-, \quad \Delta V = V_2 - V_1 = \pm \underline{\varphi} \operatorname{sign} h, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\text{где } f_{\pm} = \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} z V_{a1}, \quad \varphi_{\pm} = \left| \frac{h_2 - h_1}{\sqrt{1 + h_2 z}} V_{a1} \right|, \quad h_i = \frac{B_{yi}}{B_x}, \quad z = \frac{P_2 - P_1}{h_2 - h_1} + \frac{1}{2}(h_2 + h_1).$$

$U, V$  – компоненты вектора скорости. Верхний знак в формулах соответствует волне, идущей вверх, нижний – вниз по потоку. Для быстрой ( $R_+$ ) или медленной ( $R_-$ ) волны разрежения будем иметь другие соотношения:

$$\begin{aligned} R_+ : U_2 - U_1 = \mp \psi_+, \quad V_2 - V_1 = \pm \chi + \operatorname{sign} h, \\ R_- : U_2 - U_1 = \mp \psi_-, \quad V_2 - V_1 = \mp \chi + \operatorname{sign} h, \end{aligned} \quad (3)$$

$$\text{где } \psi_{\pm} = \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_2}^{P_1} \left( \frac{P}{\rho_1} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma}} q_{\pm}^2 dP, \quad \chi_{\pm} = \frac{V_{a1}}{\gamma \rho_1^{\frac{1}{2}}} \int_{P_2}^{P_1} \left( \frac{P}{\rho_1} \right)^{-\frac{\gamma+1}{2\gamma}} \left( \frac{1 - q_{\pm}}{1 - P q_{\pm}} \right)^{\frac{1}{2}} dP,$$

$\gamma$  – показатель политропы,  $R_+$  – быстрая волна разрежения,  $R_-$  – медленная,  $q_{\pm}$  – решение дифференциального уравнения.

$$\frac{dP}{dq} + \frac{\theta P}{1-q} \frac{\theta}{q^2(1-q)} = 0, \quad \theta = \frac{\gamma}{z-\gamma}. \quad (4)$$

Метод решения задачи заключается в следующем: по начальным условиям на произвольном разрыве определяем, какому неравенству удовлетворяют эти условия: или  $P_0 > P_{s+}(h_0, h'_0, P'_0), (P_{s+} < P_c)$ , или  $P'_0 < P_{R+}(h_c, h'_c, P_0)$ . Тогда ясно уравнения каких линий нужно писать для волн, чтобы воспользоваться плоскостью значений  $(\Delta U, \Delta V)$  [9]. Далее узнаем комбинации волн и разрывов, на которые распадается первоначальный разрыв. Затем из (I) получаем систему алгебраических уравнений, которую численно решаем.

### Решение задачи

Пользуясь  $P - h$  диаграммами и плоскостью  $\Delta U, \Delta V$  [9], получаем, что в результате взаимодействия одной ударной волны с другой  $\underline{S}_+ \underline{S}_+$ , получается комбинация волн  $\underline{R}_+ \underline{AS}_- \underline{CR}_- \underline{AS}_+$  при  $\theta = 45^\circ$  ( $\theta$  – угол между нормалью к фронту и вектором магнитного поля,  $C$  – контактная поверхность или особый разрыв) и  $\underline{R}_+ \underline{TS}_-$  при  $\theta = 90^\circ$ , где правая стрелка указывает направление к Земле.

В случае отсутствия поля ( $|\vec{B}| = 0$ ) при показателе политропы  $\gamma \leq 5/3$  образуется также конфигурация из волны разрежения, бегущей вверх по потоку, и ударной волны, движущейся вниз по течению.

При  $\gamma > 5/3$  также весьма вероятно образование волн разрежения при достаточно общих условиях [7]. Таким образом, можно утверждать, что довольно часто может встретиться в солнечном ветре конфигурация  $\underline{R}_+ \underline{AS}_- \underline{CR}_- \underline{AS}_+$ , показанная на рис. 1 для изменения поля.

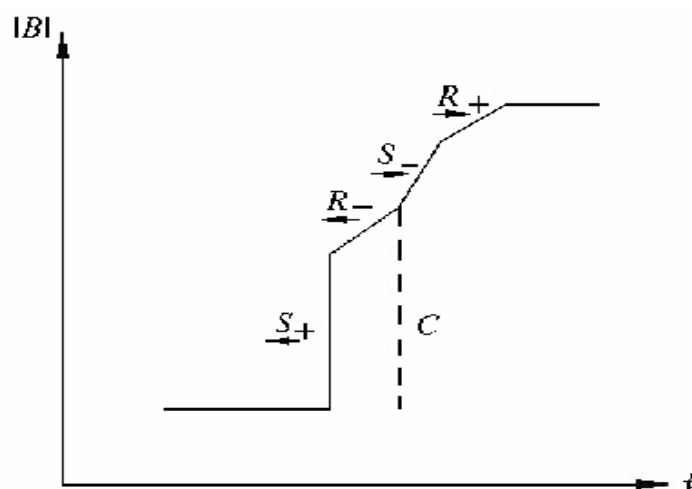


Рис. 1.



Изменение  $U$  и  $V$  будет характеризоваться "зубцами" из-за волн  $R_+$  и  $S_+$ , что скажется на профиле плотности потока энергии. При  $\theta=90^\circ$  и в отсутствии поля конфигурация будет соответствовать событию " $R$  – типа" [8].

Взаимодействие ударной волны с тангенциальным разрывом, на котором уменьшается концентрация протонов  $\underline{S}_+ T$ , приведет к образованию отраженной быстрой волны разрежения и преломленной быстрой ударной волны  $\underline{R}_+ T \underline{S}_+$ , в случае же взаимодействия с тангенциальным разрывом, на котором концентрация резко возрастает  $T$ , образуется отраженная быстрая ударная волна, а не волна разрежения.

Кроме того, наклонное взаимодействие бегущей ударной волны с магнитным облаком [10] может создать [11] преломленную в облако медленную ударную волну.

### Заключение

В работе рассмотрена с теоретической точки зрения задача о взаимодействии двух ударных волн, распространяющихся в потоке солнечного ветра. Задача решалась с помощью уравнений магнитной гидродинамики для изотропной плазмы, а также использовались МГД уравнения Рэнкина-Гюгонио и основной принцип, справедливый для решения задач о распаде произвольного разрыва.

В результате решения поставленной задачи для различных конфигураций начальных условий получены следующие результаты. При взаимодействии  $\underline{S}_+ \underline{S}_+$  при  $\gamma > 5/3$  и  $\theta = 90^\circ$  комбинация волн будет  $\underline{R}_+ T \underline{S}_+$ , где  $T$  – тангенциальный разрыв. Расчетами подтверждено, что при набегании одной ударной волны на другую  $\underline{S}_+ \underline{S}_+$  при  $\gamma = 5/4$  и  $\theta = 45^\circ$ , с конкретными числами Маха и другими данными наблюдений, взятых для плазмы солнечного ветра на расстоянии 1 а.е., получается конфигурация волн  $\underline{R}_+ \underline{A} \underline{S}_- \underline{C} \underline{R}_- \underline{A} \underline{S}_+$ , где  $C$  – контактный разрыв,  $A$  – вращательный. Скачки плотности, давления, скорости и т.д. согласуются с данными наблюдений, для проходящих в потоке солнечного ветра ударных волн, полученными по событиям августа 1972 года [12].

Работа была осуществлена в рамках программы ОФН РАН № 16.

### Литература

1. *Vandas M., Fisher S., Plant P., Dryer M., Smith Z., Detman T.* Simulation of magnetic cloud propagation in the inner hemisphere in two dimensions. // J.Geophys.Res. 1995, v.100, pp.12285-12292.
2. *Wu C.-C., Dryer M., Wu S.T.* Three-dimensional MHD simulation of interplanetary magnetic field changes at 1AU as a consequences of simulated solar flares // Ann Geophysicae. 1996, 14, pp.383-399.

3. **Gosling J.T., Mc. Comas D.J., Phillips J.H. and Bame S.J.** Geomagnetic activity associated with Earth passage of interplanetary shock disturbances and coronal mass ejections // *J. Geophys. Res.* 1991. v.96. p.7831
4. **Grib S.A., Brunelli B.E., Dryer M., Shen W.-W.** Interaction of interplanetary shock waves with the bow shock-magnetopause system. // *J. Geophys. Res.*, 1979, v.84, A10, pp.5907-5921.
5. **Ромашец Е.П., Веселовский И.С. и др.** Драпировка поля вокруг межпланетного магнитного облака с ударной волной. // *Геомагнетизм и аэрономия* 2002, т.42, № 4, с.448-452.
6. **Гриб С.А.** Некоторые вопросы взаимодействия ударных волн солнечного ветра с магнитосферой Земли // *Геомагнетизм и аэрономия.* 1973, т.13., № 5, с.758-793.
7. **Гриб С.А.** Исследования солнечных разрывных структур как нелинейного источника диссипации космической плазмы. Труды международной астрономической конференции «Основные направления развития астрономии в России» – Казань, 2004, с.154-157.
8. **Хундхаузен А.** Расширение короны и солнечный ветер. – М.: Мир, 1976.
9. **Куликовский А.Г., Любимов Г.А.** Магнитная гидродинамика. – М.: Физматгиз., 1962.
10. **Vandas M. et al.** MHD simulation of an interaction of a shock wave with a magnetic cloud. // *J. Geophys. Res.*, 1997, v.102, A10, pp.22295-22300.
11. **Grib S.A., Koutchmy S., Sazonova V.N.** MHD shock interactions in coronal structures. // *Solar Physics*, 1996, v.169, pp.151-166.
12. **Pinter S.** Relation between Moreton waves, type II shocks and interplanetary shock waves. // *Contr. Papers to the Study of Travelling Interplanetary Phenomena.* Massachus., AFB, 1977.

## **ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК 15 АПРЕЛЯ И 29 ОКТЯБРЯ 2002 ГОДА**

**Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А.,  
Савченко М.И., Скородумов Д.В.**

*Физико-Технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург,  
Россия*

## **X-RAY EMISSION PECULIARITIES OF THE SOLAR FLARES ON APRIL 15 AND OCTOBER 29, 2002**

**Dmitriyev P.B., Koudriavtsev I.V., Lazutkov V.P., Matveev G.A.,  
Savchenko M.I., Skorodumov D.V.**

*Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St.Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*The time structure and energy spectrum evolution of soft and hard X-rays of two solar flares occurred on April 15 and October 29, 2002 and observed by spectrometer IRIS on a board of CORONAS satellite are discussed. Owing to the high instrument sensitivity the spike time structure about from some to tens of seconds can be distinguished in the X-ray flare emission. The spectral analysis carried out for the X-ray emission of the registered flares confirms the presence of a quasi-periodic structure about from 5 to 25 seconds, i.e. with characteristic times of the same order. These quasi-periodicities can be explained by the sausage mode of the fast MHD waves, which propagate through the magnetic structures of coronal active regions. The hard X-ray energy spectrum investigation of the X-ray flare emission with the same time resolution was fulfilled too. The hard X-ray emission energy spectra for the rise, maximum and decay stages of flare on April 15, 2002 can be described by power law, while for the flare on October 29, 2002 ones are very non-power during all flare period, showing that the accelerated electron spectrum has a cut-off point about 160 keV.*

### **Введение**

Эксперимент «ИРИС» осуществляемый с августа 2001 года на орбитальной станции «КОРОНАС-Ф» продолжает цикл исследований рентгеновского излучения солнечных вспышек, которые проводились в ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН сначала на высоко апогейных спутниках серии «Прогноз» (70-80 гг. прошлого столетия), а затем на орбитальной станции «КОРОНАС-И» (90 гг.).

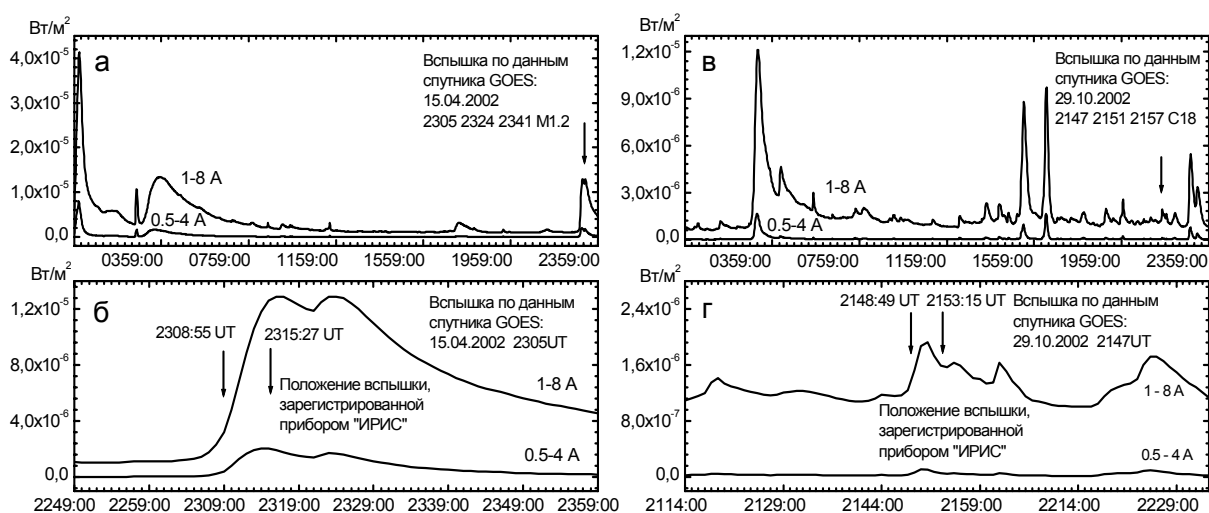
Экспериментальные данные о рентгеновском излучении солнечных вспышек дают «прямую» информацию о процессах выделения энергии во время взрывной фазы солнечных вспышек и о физических параметрах плазмы вспышечных областей солнечной атмосферы. Вместе с результатами наблюдений Солнца в УФ, оптическом и радио диапазонах, они являются основой для построения физических моделей солнечной вспышеч-

ной активности. Спектрометр «ИРИС», созданный на основе детекторов с большой площадью входных окон, позволяет исследовать: спектрально-временные характеристики мягкого рентгеновского излучения (2-15 кэВ) как мощных, так и слабых солнечных вспышек вместе с излучением спокойного Солнца, когда интенсивность излучения составляет не более  $\sim 10^{-5}$  эрг.см<sup>-2</sup>.с<sup>-1</sup> ( $\sim 10$  нВт/м<sup>2</sup>); и эволюцию энергетических спектров мягкого (2-15 кэВ) и жесткого (2-150 кэВ) рентгеновского излучения по 32-канальным аппаратурным спектрам в каждом из энергетических диапазонов с временным разрешением одна секунда.

На примере вспышек, зарегистрированных прибором «ИРИС» 15 апреля и 29 октября 2002 года, рассмотрим особенности временной структуры и динамического поведения энергетических спектров, мягкого и жесткого рентгеновского излучения Солнца во время этих событий.

### Структура временных спектров солнечных вспышек 15 апреля и 29 октября 2002 года

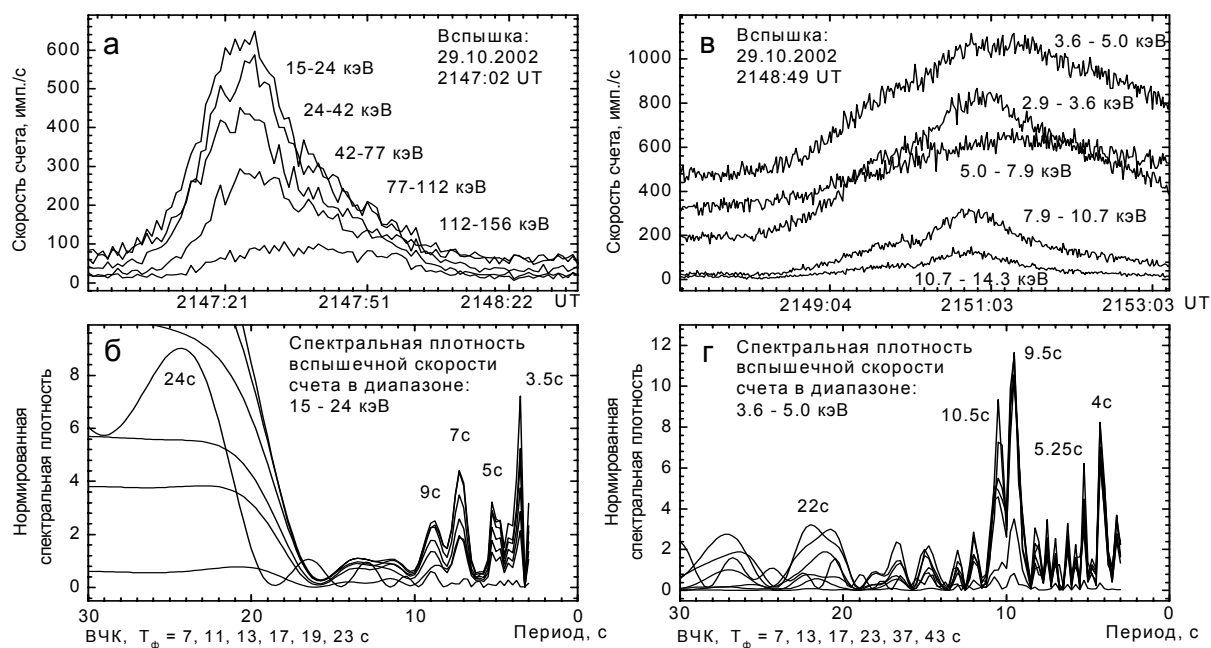
На рис.1а приведена картина солнечной активности (поток рентгеновского излучения с временным разрешением в одну минуту в единицах Вт/м<sup>2</sup>) на протяжении 15 апреля, а на рис.1в на протяжении 29 октября 2002 года в мягком рентгеновском диапазоне длин волн: 1–8Å и 0.4–5Å по данным геостационарного спутника «GOES-10», которые хранятся на сервере: <http://spidr.ngdc.noaa.gov> (Space Physics Interactive Data Resource service). На этих рисунках стрелками отмечены солнечные вспышки, которые были одновременно с «GOES-10» измерены и спектрометром «ИРИС». Первая из них, 15 апреля 2002 года, принадлежит к рентгеновскому классу



**Рис.1.** Солнечная активность в мягком рентгеновском диапазоне длин волн (1 – 8 Å и 0.4 – 5 Å) по данным спутника «GOES-10»: а - 15 апреля 2002 г.; в – 29 октября 2002 г.; стрелками отмечены солнечные вспышки, зарегистрированные прибором «ИРИС». б, г - увеличенные изображения этих вспышек, где стрелками отмечены временные интервалы измерений данным спектрометром.

M1.2 и в увеличенном временном масштабе представлена на рис.1б, вторая, принадлежащая к классу C1.8, изображена на рис.1г. Стрелками на этих рисунках обозначены интервалы времени измерения рентгеновского излучения Солнца прибором «ИРИС» в мягком рентгеновском диапазоне длин волн одновременно с спутником «GOES- 10». Поскольку временной профиль второй вспышки был более полно измерен спектрометром (рис.1г), рассмотрим сначала временные и спектральные характеристики этого события.

Начало солнечной вспышки 29 октября 2002 года проявилось в 2147:02 UT резким увеличением скорости счета в энергетических каналах жесткого рентгеновского диапазона прибора: 15–156 кэВ и чуть позже, в 2148:49 UT, более плавным - в энергетических каналах мягкого: 2.9–14.3 кэВ. Вспышечное излучение, зарегистрированное по 32 каналам каждого из этих энергетических диапазонов, для увеличения статистической достоверности результатов обработки, были сведены к скоростям счета в энергетических диапазонах: 15–24, 24-42, 42-77, 77-112, 112-156 кэВ для жесткого рентгеновского излучения и к: 2.9–3.6, 3.6-5.0, 5.0-7.9, 7.9-10.7, 10.7-14.3 кэВ для мягкого. На временных профилях рассматриваемой солнечной вспышки, приведенных на рис.2а для жесткого рентгеновского диапазона и на рис.2в для мягкого, на протяжении всего события хорошо



**Рис.2.** Временной профиль солнечной вспышки 29 октября 2002 г.: а – для пяти энергетических каналов жесткого рентгеновского диапазона; в – для пяти энергетических каналов мягкого рентгеновского диапазона. КСП, построенные для вспышечного излучения: б – по данным канала 15 – 24 кэВ; г – по данным канала 3.6 – 5.0 кэВ.

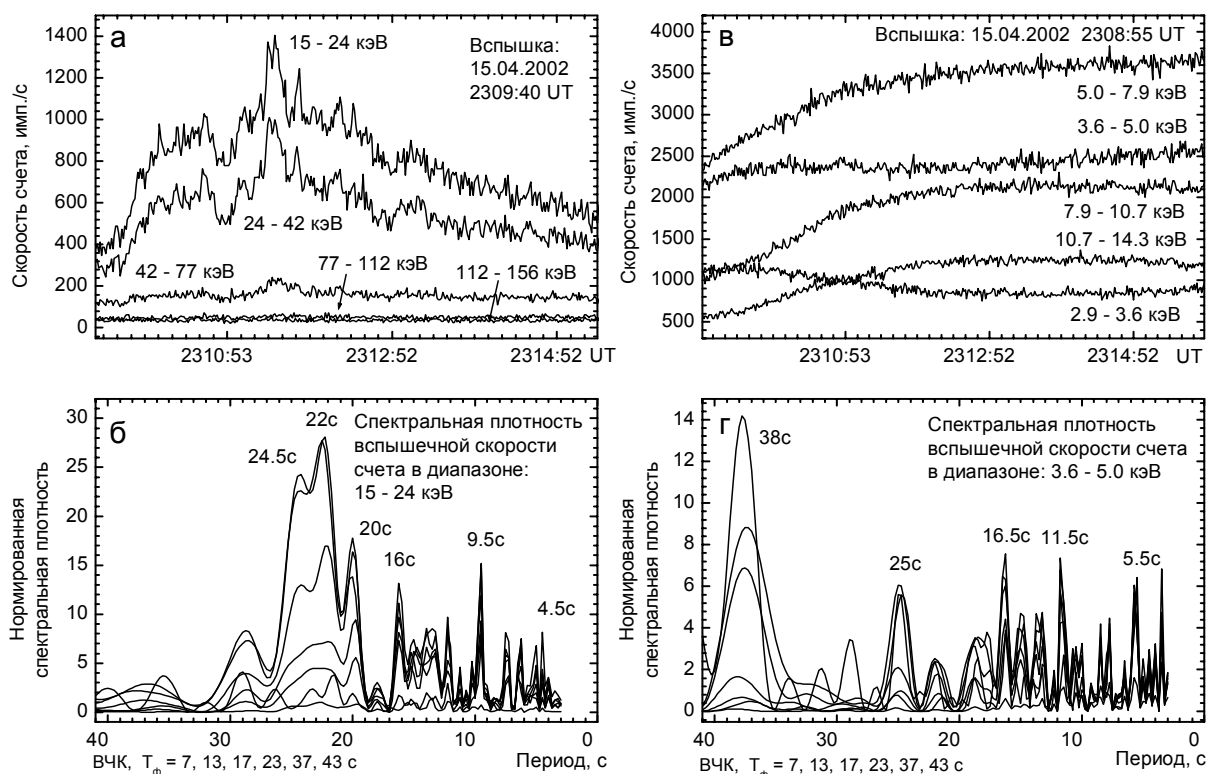
видна сложная структура с импульсами величиной порядка трех-пяти секунд, которые проявляются на фоне более крупных импульсов длительностью  $\approx 10$  секунд. А в энергетическом диапазоне 112–156 кэВ можно заметить еще и более крупные вариации потока рентгеновского излучения величиной приблизительно в 20 секунд.

Для детального анализа временной структуры рентгеновского излучения рассматриваемых солнечных вспышек к рядам данных просуммированных энергетических каналов был применен модифицированный метод спектрального анализа, суть которого составляет комбинированная спектральная периодограмма (КСП) [1]. Результаты этого метода для события 29 октября 2002 года подробно представлены на рис.2б, г. Графики КСП для вспышечной скорости счёта в канале 15–24 кэВ, как наиболее информативном из всех пяти просуммированных каналов жесткого рентгеновского диапазона (рис.2.а), и для её отфильтрованных высокочастотных компонентов (ВЧК) со значениями параметра фильтрации  $T_{\phi} = 7, 11, 13, 17, 19,$  и  $23$  секунды приведены на рис.2б. На этом рисунке изображена нормированная спектральная плотность в зависимости от «пробного» периода. Разрешение периодограммы, как и во всех последующих случаях, составляет 0.25 секунды, поэтому периоды по приводимым периодограммам определяются с точностью до четверти секунды. Здесь, во время вспышки длительностью около одной минуты, структура излучения состоит из самого мощного компонента с периодом в 3.5 секунды, который превосходит почти в два раза колебания с периодами 5, 7 и 9 секунд. Можно также предположить, что на этой периодограмме существует гармоника и с периодом 24 секунды, которая из-за крутого профиля вспышки, выступающего в данном случае в качестве сильного тренда, проявляется весьма нечетко. В мягком рентгеновском излучении 3.6-5.0 кэВ (рис.2в) можно выделить периодические компоненты с периодами 9.5 (наиболее мощный), 4, 5.25, 10.5 и 22 секунды (рис.2г), значения которых совпадают с соответствующими значениями периодов жесткого диапазона в пределах одной секунды.

Для события 15 апреля 2002 года (рис.3а, в) КСП представлены на рис.3б,г по аналогии с предыдущей вспышкой. Здесь, для жесткого энергетического диапазона 15-24 кэВ, можно отметить существование очень мощного периодического компонента с периодом в 22 секунды и более слабых компонентов с периодами 4.5, 9.5, 16, 20 и 24.5 секунды (рис.3б). А для мягкого энергетического диапазона - существование компонентов с периодами: 5.5, 11.5, 16.5, 25 и 38 (самый мощный) секунд. Если период величиной 38 секунд отсутствует в диапазоне 15–24 кэВ, то остальные совпадают с аналогичными периодами этого диапазона, как и для предыдущей вспышки, с точностью до секунды.

Суммируя выше приведенные результаты, можно сказать, что во время вспышки, существуют периодические компоненты с характерными пе-

риодами порядка 5–25 секунд. Секундные осцилляции такой величины могут быть объяснены механизмом распространения по магнитной петле активной области атмосферы Солнца «бегущих» МГД волн, которые возникают в результате возмущения, одного из концов этой петли [2]. Для численной оценки величины возможной осцилляции такой магнитной петли во время вспышки, возьмём следующие средние значения физических параметров плазмы вспышечной области, расположенной в короне Солнца: длина петли  $1.3 \times 10^{10}$  см; температура плазмы во время вспышки 25МК, до

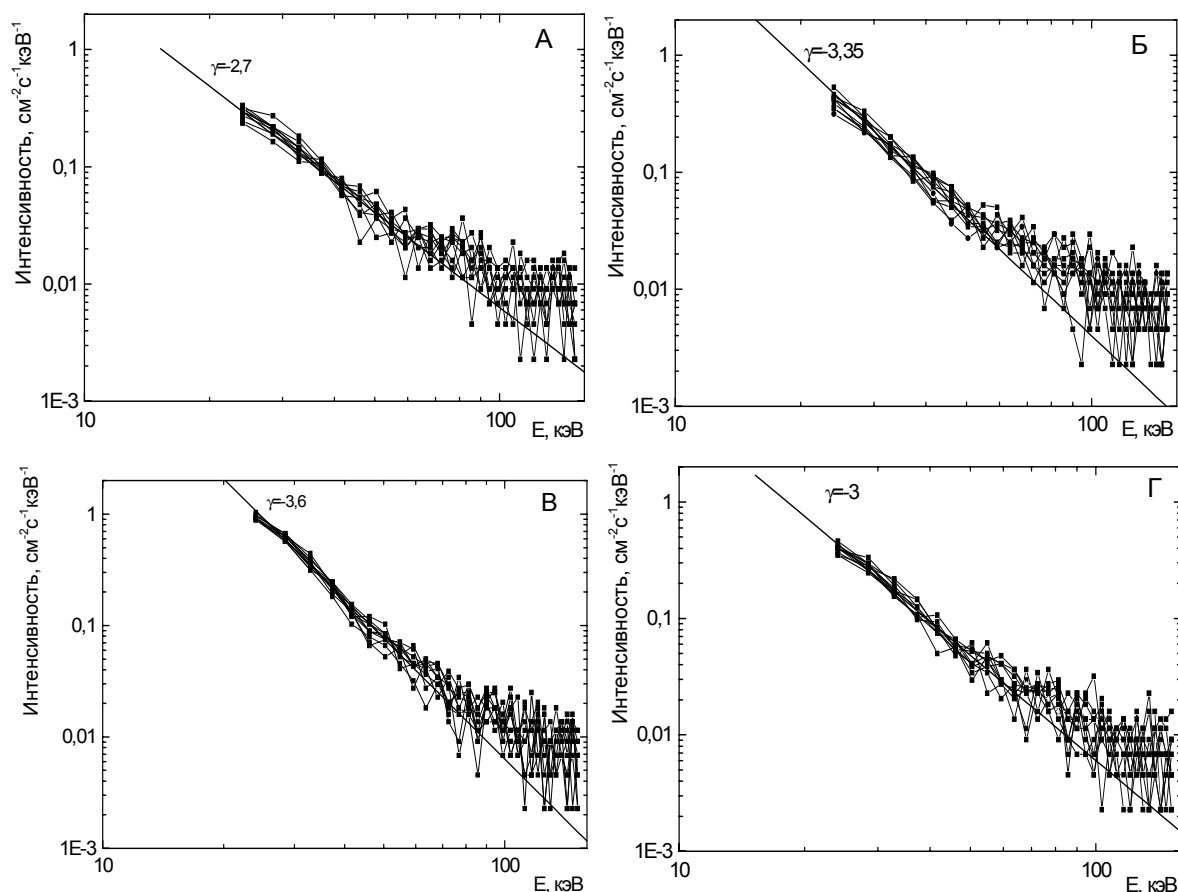


**Рис.3.** Временной профиль солнечной вспышки 15 апреля 2002 г., измеренный прибором «ИРИС»: а – для пяти энергетических каналов жесткого рентгеновского диапазона; в – для пяти энергетических каналов мягкого рентгеновского диапазона. КСП, построенные для вспышечного излучения: б – по данным канала 15 – 24 кэВ; г – по данным канала 3.6 – 5.0 кэВ.

и после -10МК; средняя высота петли около  $40 \times 10^8$  см, а ее средняя ширина около  $3.5 \times 10^8$  см; плотность электронов меняется в пределах  $(1-10) \times 10^9$  см<sup>-3</sup>, а величина магнитного поля - (10-100) Гс [3]. Тогда, при этих условиях значения периодических осцилляций будут заключены в пределах от 2.2 до 66 секунд.

## Динамика энергетического спектра жесткого рентгеновского излучения солнечной вспышки с секундным временным разрешением

На рис.4 и рис.5 приведены измеренные с интервалом 1 секунда энергетические спектры жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек 15 апреля (2309:40 UT) и 29 октября (2147:02) 2002 года на различных фазах их развития. Как видно из рисунков, данные вспышки имеют различные формы энергетических спектров жесткого рентгеновского излучения. Так для вспышки 15 апреля 2002 года спектр с большой точностью может быть аппроксимирован степенной зависимостью (с учетом фона в области высоких энергий) на всех стадиях развития вспышки, при этом показатель спектра изменяется во времени. Так спектр фона перед вспышкой может быть описан степенной функцией с показателем  $\gamma \approx -2,7$  (рис.4а), значение которого, уменьшаясь на фазе роста (рис.4б), достигает значения  $\gamma \approx -3,6$  на максимуме интенсивности (рис.4в), а затем увеличивается на фазе спада (рис.4г).

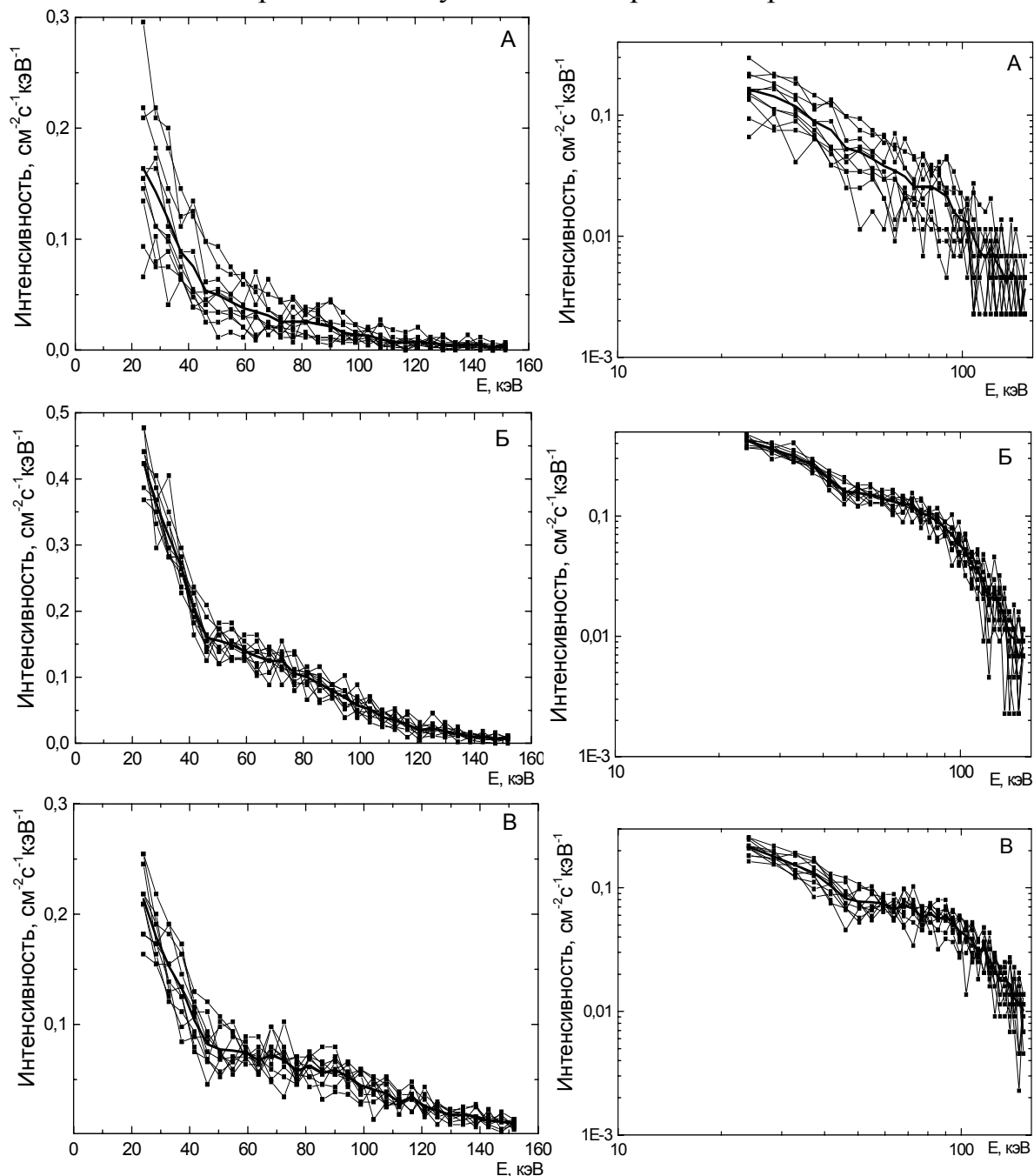


**Рис.4.** Энергетические спектры жесткого рентгеновского излучения вспышки 15 апреля 2002г., измеренные с интервалом 1с, на фазах: Б - роста, В – максимума, Г – спада события; А - спектр фона перед вспышкой.

На рис.5 приведены посекундные и усредненные за 10 секунд спектры вспышки 29 октября 2002 года в обыкновенном и логарифмическом мас-



штабах. Данная вспышка привлекает внимание спектром жесткого рентгеновского излучения. На фазе роста (рис.5а) и максимума (рис.5б) формируется спектр, имеющий сложную форму, который можно условно разделить на две составляющих с точкой «излома»  $\approx 45$  кэВ. Часть спектра в области малых энергий, до точки «излома», вероятно, является тепловым излучением горячей плазмы, а в области высоких энергий, после этой точки - объясняется тормозным излучением быстрых электронов.



**Рис.5.** Энергетические спектры жесткого рентгеновского излучения вспышки 29 октября 2002г. на фазах: А - роста, Б - максимума и В - спада события.

Такая форма спектра сохраняется и на спаде вспышки (рис.5в). Другой характерной особенностью спектра этой вспышки, является то, что он стано-

виться круче с ростом энергии. Такое поведение спектра может быть объяснено, если функция распределения быстрых электронов, генерирующих тормозное рентгеновское излучение, имеет обрыв при некоторой максимальной скорости  $V_{\max}$  (для данной вспышки  $V_{\max}$  соответствует энергии около 160 кэВ), который может быть объяснен нелинейным взаимодействием этих электронов с плазменными волнами [4-6].

Работа выполнена в рамках Программы Президиума РАН №30 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

### Литература

1. **Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В., Чариков Ю.Е.** Особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек, зарегистрированных спектрометром «ИРИС» во время полёта станции «КОРОНАС-Ф» // *Астрономический Вестник*. 2005. Т.39. № 6. В печати.
2. **Edwin P.M., Roberts B.** Wave propagation in a magnetic cylinder // *Solar Phys.* 1983. V.88. P.179.
3. **Aschwanden M.J., Nightingale R.W., Alexander D.** Evidence for nonuniform heating of coronal loops inferred from multithread modeling of trace data // *Astrophys.J.* 2000. V.541. P.1059.
4. **Левитский С.М., Шаурун И.П.** Пространственное развитие плазменно-пучковой неустойчивости // *ЖЭТФ*. 1967. Т52. С.350.
5. **Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е.** Нелинейная релаксация электронного пучка и дополнительное ускорение быстрых электронов в солнечных вспышках // *Астрономический журнал*. 1999. Т76. С.464.
6. **Кудрявцев И.В., Чариков Ю.Е., Кальтман Т.И.** Динамика электронных пучков, радио- и рентгеновское излучение солнечных вспышек // *Труды научной конференции стран СНГ и России «Активные процессы на Солнце и звездах»*, С. Петербург, 1-6 июля 2002, С.265.

## **НЕКОТОРЫЕ ФРАКТАЛЬНЫЕ СВОЙСТВА СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ**

**Иошпа Б.А., Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Руденчик Е.А.**

*ИЗМИРАН, 142190, Троицк, Московская область, Россия*

## **SOME FRACTAL PROPERTIES OF THE SOLAR MAGNETIC FIELDS**

**Ioshpa B.I., Mogilevskii E.I., Obridko V.N., and Rudenchik E.A.**

*IZMIRAN, 142190, Troitsk, Moscow Region, Russia*

### **Abstract**

*We discuss some results of the study of spatial characteristics of solar magnetic fields. The analysis is based on the magnetic field data obtained with a new spectromagnetograph installed on the IZMIRAN Tower Telescope (FeI 6103 Å), the data of the MSFC solar vector magnetograph (FeI 5250.2 Å) and the data of longitudinal magnetic 96 m daily maps of SOHO/MDI magnetograph (NiI 6768 Å) downloaded through Internet. Our study was concentrated on two objects: the fractal properties of sunspots and fractal properties of the space distribution of the magnetic fields along great distances comparable with the size of great active regions or active complexes. To investigate the fractal structure of the sunspots we used the well known method of calculating a fractal dimension using the relation between the area and the perimeter of magnetic field lines and for analysis of fractal properties of the space magnetic field distribution on the solar surface the technique developed by Higuchi, 1988 (who applied it to the investigation of long time series) was used.*

### **Введение**

Рассматриваются результаты изучения пространственных свойств солнечных магнитных полей. При анализе использовались данные магнитных полей, полученные на новом спектромагнитографе, установленном на башенном телескопе ИЗМИРАН (FeI 6103 Å) [1], данные солнечного векторного магнитографа Маршалского центра космических данных (MSFC) (FeI 5250.2 Å) и данные измерения продольного магнитного поля в линии NiI 6768 Å на SOHO/MDI (96 мин. карты полного диска). Все зарубежные данные взяты из Интернета. Наше исследование было сосредоточено на двух объектах: на фрактальных свойствах солнечных пятен и фрактальных свойствах пространственного распределения относительно спокойных магнитных полей вдоль больших расстояний вдали от активных областей или активных комплексов. Для изучения пространственной структуры солнечных пятен использовался хорошо известный метод определения фрактальной размерности, основанный на анализе соотношения периметр - площадь для магнитных силовых линий различной напряженности [2-5]. Фрактальные свойства магнитных полей солнечных пятен изучались также в работах [6-9], в которых пятна рассматривалось как совокупности маг-

нитных кластеров. Для анализа фрактальных свойств пространственного распределения магнитных полей по солнечной поверхности использовалась методика, развитая в [10], (применявшаяся автором для изучения длинных временных последовательностей).

### 1. Фрактальные свойства солнечных пятен

Согласно Мандельброту [11], фрактальная размерность контурных линий может быть определена из соотношения между их периметром  $L$  и площадью  $S$

$$L \sim S^{D/2}, \quad (1)$$

или

$$2 \log L = D \log S + a \quad (2)$$

где параметр  $D$  (так называемая размерность Хаусдорфа) характеризует его изрезанность. Например, для круга  $D$  равен 1, тогда как для сильно изрезанного контура он близок к 2. Если для какого-то набора контуров соотношение между  $2\log L$  и  $\log S$  представляется линейной зависимостью, то такие контура можно считать самоподобными.

На рис. 1 представлена суммарная диаграмма ( $2\log L/\log S$ ) для изолиний продольного магнитного поля для примерно 20 солнечных пятен; измерения проводились в диапазоне магнитных напряженностей 2200-400 Гс с шагом 200 Гс. Видно, что анализируемое соотношение может быть представлено тремя прямыми линиями, первая из которых соответствует интервалу  $\log S$ , лежащему в пределах 1 – 3 ( $D = 1.52$ ), вторая интервалу 3 - 7.2 ( $D = 1.05$ ), третья – интервалу 7.2 – 9 ( $D = 1.93$ ).

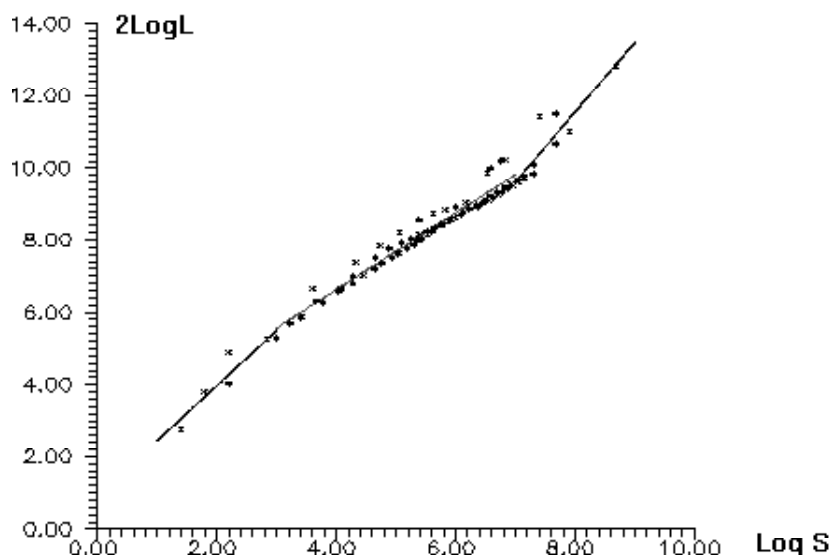


Рис. 1.

Подобное же распределение (с немного отличными интервалами) было получено также и для изолиний полного магнитного поля (рис.2). Сопоставление с распределением фотосферной яркости показывает, что пер-

вый интервал приблизительно соответствует тени солнечных пятен, второй – полутени, третий – внешней полутени и окружающей пятно фотосфере. Все это указывает на существование трех семейств самоподобных изолиний магнитного поля, приблизительно соответствующих тени, полутени и окружающей пятно фотосферы. Отметим, что наибольшая фрактальная размерность соответствует области вне пятна, наименьшая – промежуточной области (полутени).

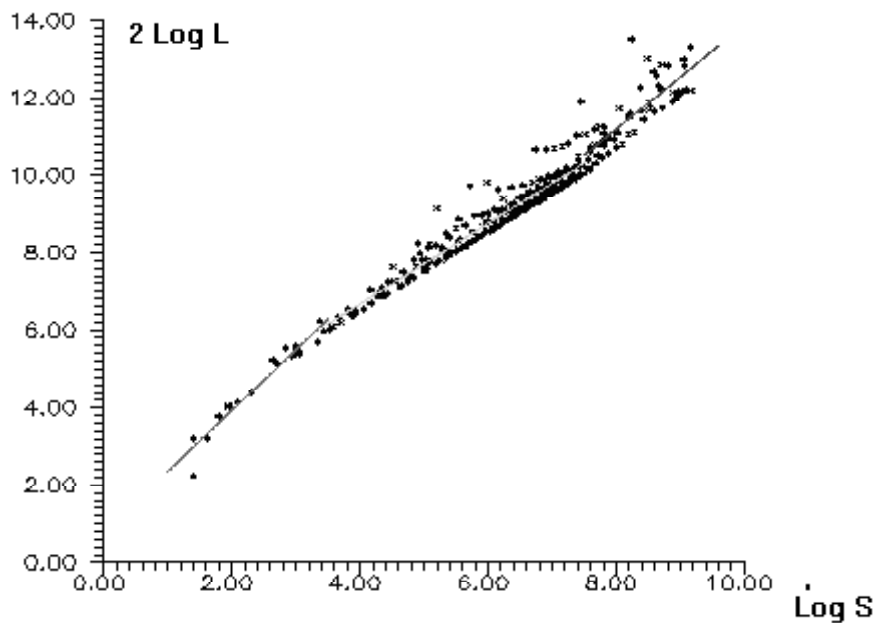


Рис. 2.

Для более подробного изучения особенностей магнитной структуры пятна были использованы магнитные данные обсерватории MSFC для ряда активных солнечных областей вблизи центра солнечного диска (27.11.2000, N08 E22; 16.07.2002, N18 E00; 19.11.2003, N03 E09; 23.10.2003, N10 W06 (two spots); 24.07.2004, N08 W10; 18.08.2002, S07 W03); в каждой области выбиралось наибольшее пятно, а анализ ограничивался областью, имевшей ту же полярность, что и это пятно. Для всех пятен определялись длина силовых линий и ограниченные ими площади, в диапазоне 2200-400 Гс (с шагом в 200 Гс). Затем строилась зависимость  $2\log L - \log S$  для всех силовых линий данной магнитной напряженности, независимо от того, какому пятну оно принадлежало. Соотношения  $2\log L - \log S$ , построенные для каждого значения магнитной напряженности, хорошо аппроксимировались линейной зависимостью, по угловому наклону которой определялся фрактальный коэффициент  $d$ . На рис.3 показана зависимость этой величины от напряженности магнитного поля, построенная по материалу всех проанализированных пятен; показана также величина стандартной ошибки. Видно, что фрактальный коэффициент имеет максимум (близкий к 1.5) в области, приблизительно соответствующей напряженности продольной компоненты магнитного поля 1200 Гс, что близко к

границе между тенью и полутенью пятна. Отметим также рост фрактального числа с приближением к окружающей пятно фотосфере. Возможно, это может быть связано с существованием турбулентных токов при переходе от тени к полутени и полутени к фотосфере.

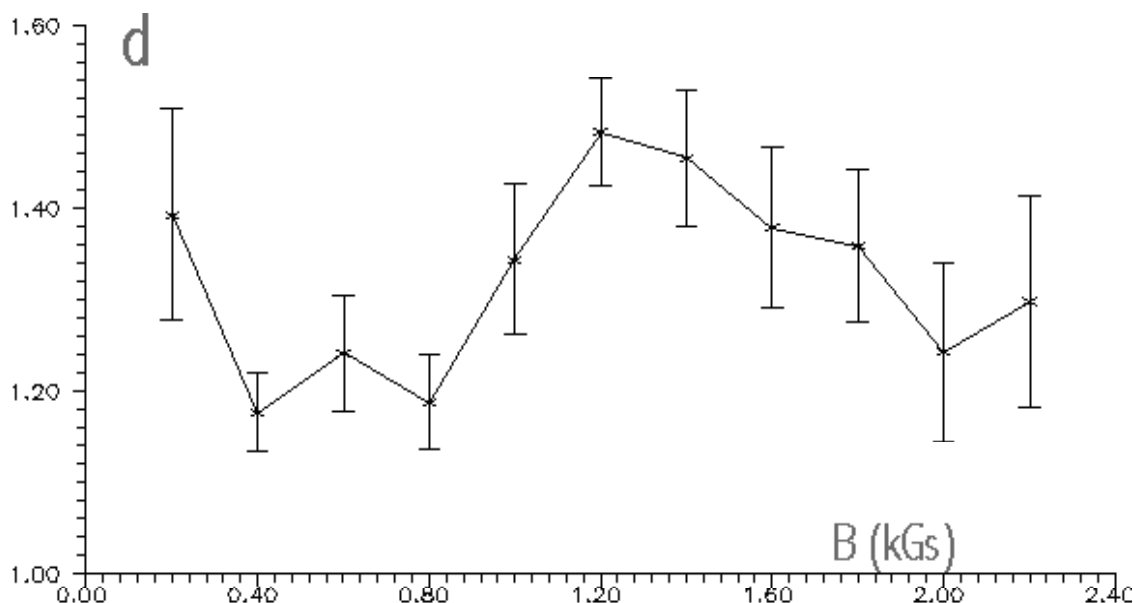


Рис. 3.

## 2. Фрактальные свойства пространственного распределения продольного магнитного поля по солнечной поверхности

Как было сказано выше, для анализа фрактальных свойств пространственного распределения магнитного поля по солнечной поверхности мы использовали методику, развитую Хигучи [10], применявшуюся им для исследования длинных временных последовательностей.

$$L_m(k) = \left\{ \left( \sum_{i=1}^{\left[ \frac{N-m}{k} \right]} |X(m+ik) - X(m+(i-1) \cdot k)| \right) \frac{N-1}{\left[ \frac{N-m}{k} \right] \cdot k} \right\} / k. \quad (3)$$

Здесь  $X$  – измеряемый параметр (например, магнитное поле, скорость или яркость),  $N$  – число точек в последовательности,  $m$  and  $k$  означают соответственно начальную точку и интервал. Логарифм средней величины «длины кривой»  $L_m$  сопоставляется с  $\log(k)$ . За фрактальный индекс принимается коэффициент пропорциональности  $D$  в зависимости  $\log\langle L(k) \rangle = -D \cdot \log(k) + C$ . Исследовалось пространственное распределение продольного магнитного поля вдоль различных сканов 96 мин. магнитных карт полного диска, полученных на SOHO/MDI, причем разрезы проходили как через спокойные, так и активные области. В качестве примера приводим результаты, полученные при анализе магнитной карты от 14 июля 2000 г., содержащей активные комплексы, давшие мощные солнечные вспышки (рис.4).

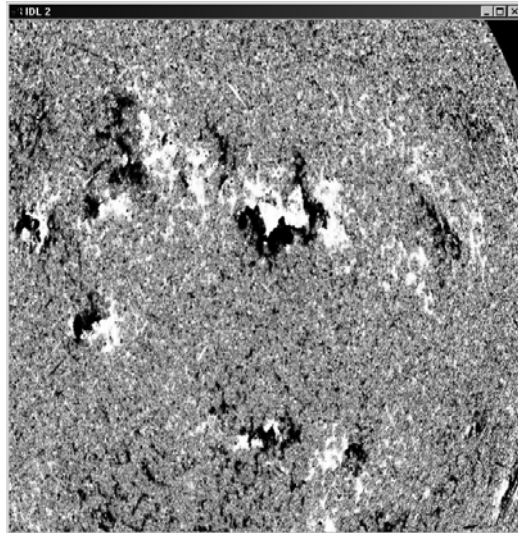


Рис. 4.

На рис. 5 фрактальный индекс (умноженный на 100), рассчитанный в каждом 25-м скане, сопоставляется со средним абсолютным значением поля в каждом разрезе. Видна хорошая корреляция этих двух кривых. Распределения магнитных полей вдоль сканов, удаленных от магнитных комплексов, характеризуются фрактальными индексами в интервале 1.43-1.45, тогда как те же индексы, рассчитанные для сканов, пересекающих большие и компактные магнитные поля, опускаются до значений, близких к 1. Это, очевидно, отражает тот факт, что в спокойных участках распределение магнитного поля близко к хаотичному, тогда как в активных областях оно намного регулярнее.

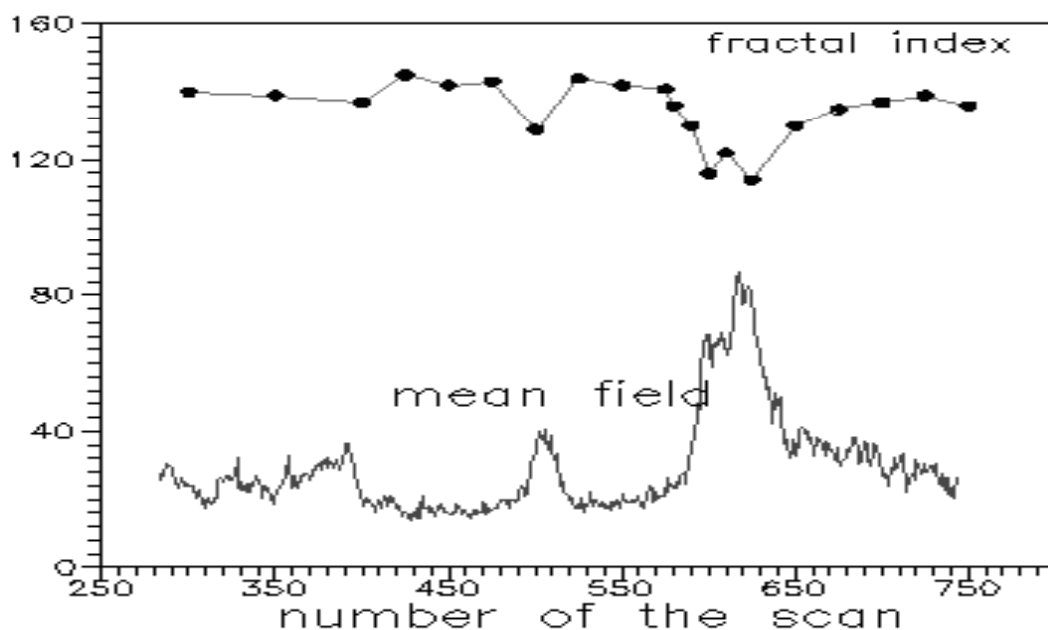


Рис. 5.

Авторы благодарны сотрудникам MSFC и SOHO/MDI, давшим возможность получить использованные нами данные в Интернете.

Работа поддержана грантом РФФИ 04-02-17007.

### Литература

1. *Kozhevator I.E., Rudenchik E.A., Cheragin N.P., Obridko V.N., and Kulikova E.H.*, 2002, Instruments and Experimental Techniques, 45, No 1, 98-102.
2. *Feder J.*, 1988, Fractals, Plenum, New York.
3. *Meunier N.*, 1999, Ap. J., 515, 801-811.
4. *Nesme-Ribes E., Meuner N., and Collin D.*, 1996, Astron. Astrophys., 308, 213-218.
5. *Balke A.C., Schrijver C.J., Zwaan C., and Tarbell T.D.*, 1993, Solar Phys., 143, 215-227.
6. *Zelenyi L.M. and Milovanov A.V.*, 1991, Astron. Lett., 17, 425.
7. *Milovanov A.V. and Zelenyi L.M.*, 1992 Phys. Fluids, 5(7), 1406.
8. *Mogilevskii E.I.*, 1994, Sov. Astron. Lett., 20, N8, 607-612.
9. *Mogilevskii E.I.*, 2001, Fractals on the Sun, Fizmatlit.
10. *Higuchi T.*, 1988, Physica D 31, 277-283.
11. *Mandelbrot B.B.*, 1983, The Fractal Geometry of Nature (New York, Freeman).



## **СОЛНЕЧНЫЕ ВСПЫШКИ ЯНВАРЯ 2005 ГОДА ПО ДАННЫМ ИСЗ КОРОНАС-Ф**

**Кузнецов С.Н.<sup>1</sup>, Мягкова И.Н.<sup>1</sup>, Курт В.Г.<sup>1</sup>, Юшков Б.Ю.<sup>1</sup>,  
Муравьева Е.А.<sup>1</sup>, Кудела К.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д.В. Скобельцына, МГУ, Москва, Россия*

<sup>2</sup> *Институт экспериментальной физики, САН, Кошице, Словакия*

## **SOLAR FLARES OF 2005 JANUARY: CORONAS-F SATELLITE DATA**

**Kuznetsov S.N.<sup>1</sup>, Myagkova I.N.<sup>1</sup>, Kurt V.G.<sup>1</sup>, Yushkov B.Yu.<sup>1</sup>,  
Muraveva E.A.<sup>1</sup>, Kudela K.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup> *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University,  
Moscow, Russia*

<sup>2</sup> *Institute of Experimental Physics SAS, Kosice, Slovakia*

### **Abstract**

*Despite of that fact, that 2005 year is far enough from the solar activity maximum of the current cycle, four flares of X-class (GOES classification) were observed during the active area NOAA 0720 moving trough the disk of the Sun in January, 2005 (January 15, 17, 19th and 20). These flares became a source of solar energetic particle (SEP) in near-Earth space. These events were detected by SONG and MKL instruments onboard satellite CORONAS-F started on July, 30th, 2001 into a circular polar orbit (in 2005 the height was significantly lower, about 350 km), an inclination of 82.5 degrees. Solar electrons (0.3- 12 MeV) and protons (1-90 MeV) were detected by MKL in this time period. SONG measured X- and gamma-rays with the energy from 0.03 up to 200 MeV. In the flare 20.01.05 maximal energy of gamma-rays detected by SONG, has exceeded 100 МэВ. The measured shape of gamma-ray spectra demonstrated that the gamma-emission was formed as a result of neutral  $\pi$ -meson decay. We investigated and compared the time and spectral characteristics of these SEP increases. These events which have took place near to the minimum of solar activity, represent considerable interest, and any experimental information on them is valuable from the point of view of forecasting of solar flares during the periods of a minimum and decay of solar activity.*

Хотя в начале и в максимуме 23-го цикла солнечной активности вспышек класса X10 по данным ИСЗ GOES в мягком рентгеновском излучении не наблюдалось, и статистика вспышек с гамма-излучением за этот цикл была невелика по сравнению с предыдущими циклами [1], но, начиная с октября 2003 года, когда уже на спаде цикла произошло более десятка вспышек класса X, и по настоящее время на Солнце продолжают происходить мощные вспышки, несмотря на приближающийся минимум.

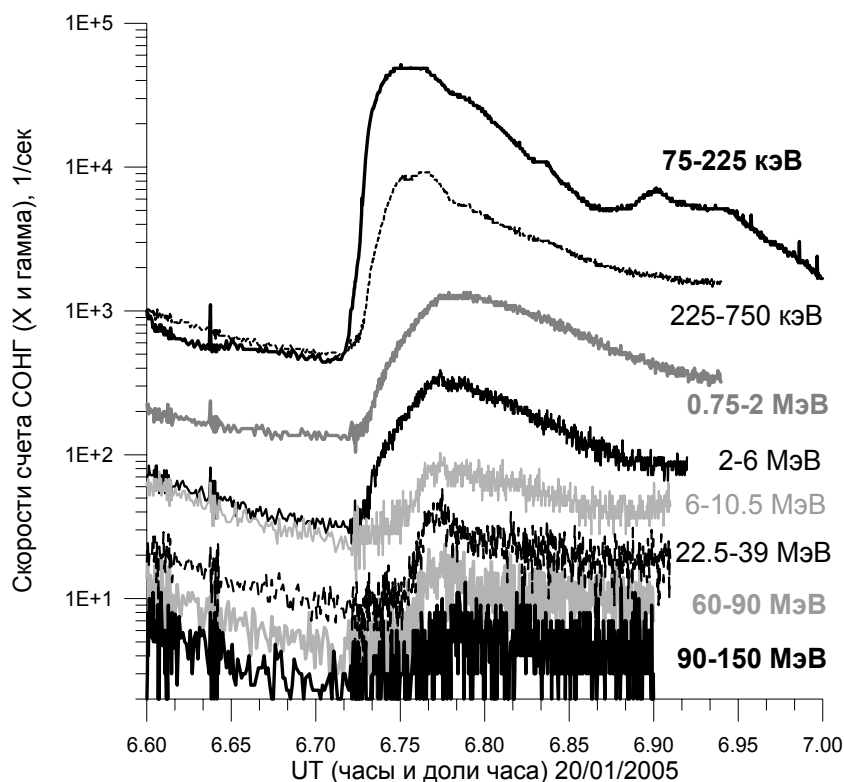
Так во второй половине января 2005 года на Солнце произошли 4 вспышки класса X. Приборам СОНГ [2], установленным на ИСЗ

"КОРОНАС-Ф" (высота орбиты на момент января 2005 года составляла  $h \approx 320$  км, наклонение  $i = 82.5^\circ$ , период оборота  $T_{\text{обр}} = 94.5$  мин) были зарегистрированы все четыре, две полностью. Данные об этих вспышках приведены в таблице.

**Таблица.** Вспышки второй половины января 2005 года (СОНГ, КОРОНАС-Ф)

	Дата, д/м/г	UT, начало-макс., GOES	UT, начало-конец, СОНГ	Класс/балл	Координаты	АО	Макс.Е, МэВ
1	15/01/05	22:25- 23:02	22:59- 23:03	X2.6/-	N15W05	0720	0.075-0.225
2	17/01/05	06:59- 09:52	РПЗ-10:00	X3.8/-	N15W25	0720	2-6
3	19/01/05	08:03-08:22	08:10-РПЗ	X10/-	N15W51	0720	0.225-0.75
4	20/01/05	06:36- 07:01	06:44- 07:00	X7.1/2В	N14W61	0720	90-150

Из таблицы видно, что полностью прибором СОНГ были зарегистрированы только две из четырех вспышек, в остальных двух случаях помешали радиационные пояса Земли (РПЗ). Наиболее интересной из них представляется вспышка 20.01.2005, временной ход которой представлен на рисунке 1.



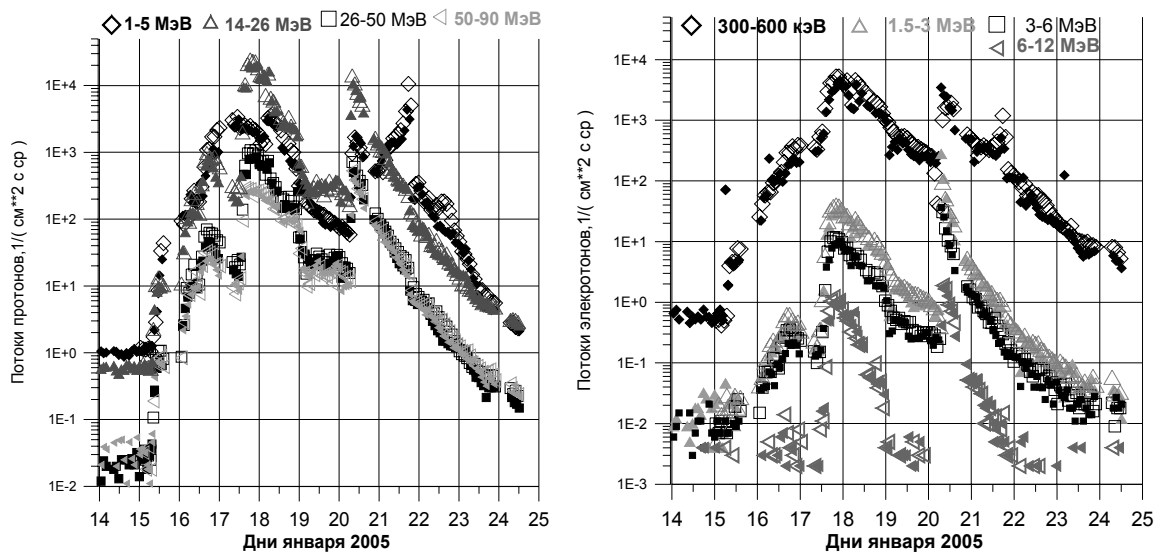
**Рис. 1.** Временной ход потоков рентгеновского и гамма-излучения (0.75-150 МэВ), зарегистрированного прибором СОНГ во вспышке 20.01.2005.

На рисунке хорошо видно, что во время данной вспышке наблюдалось возрастание скоростей счета в каналах вплоть до энергий 90-150 МэВ. В

большое вероятностью гамма-излучение такой энергии является результатом указывает распада  $\pi^0$ -мезонов, генерированных в этой вспышке. При этом максимума поток гамма-излучения 90-150 МэВ достигает на 2 минуты позднее – примерно в 6:47. Это согласуется с более ранними данными прибора СОНГ, полученными при регистрации вспышек октября-ноября 2003 года, года гамма излучение от распада  $\pi^0$ -мезонов также наблюдалось во второй фазе вспышки [3]. Это указывает на происходившее в данных вспышках ускорение частиц до высоких энергий. Данная экспериментальная информация является уникальной, несмотря на наличие еще одного действующего эксперимента (RHESY) по регистрации гамма-излучения до энергий  $<20$  МэВ [4,5]. Что касается регистрации солнечных нейтронов в данной вспышке, то небольшое возрастание в нейтронных каналах прибора СОНГ имело место, но так как оно наблюдалось на фоне заметного широтного хода, то утверждение о регистрации солнечных нейтронов может последовать только после тщательных исследований.

Из таблицы также видно, что две полностью зарегистрированные вспышки различны между собой в области жесткого рентгена и гамма-излучения. Во вспышке 15 января максимальная энергия жесткого рентгеновского излучения, зарегистрированного СОНГ - 225-750 кеВ, хотя в мягком рентгеновском излучении данная вспышка имела достаточно высокий балл – X2.6. Как будет показано далее, после этой вспышки около Земли появились протоны с энергиями 100 МэВ и выше. С нашей точки зрения это говорит о том, что имело место существенное ускорение заряженных частиц в межпланетном пространстве.

Временной ход потоков протонов с энергиями 1-90 МэВ и электронов с энергиями 300 кэВ-12 МэВ, зарегистрированных прибором МКЛ [6] в полярных шапках во второй половине января 2005 года, представлен на рисунке 2. Полученные нами временные зависимости хорошо согласуются с аналогичными зависимостями потоков протонов и электронов, измеренными на ИСЗ ACE и GOES. Особо обращают на себя внимание два факта: отсутствие дополнительного возрастания солнечных космических лучей после вспышки 19 января и чрезвычайно жесткий спектр частиц, наблюдавшихся после вспышки 20 января, как протонов, так и электронов (показатель степенного спектра по данным МКЛ мы оцениваем как -3.6 для протонов и -1.5 для электронов). К большому сожалению, прохождение радиационных поясов Земли помешало нам получить полную информацию о жестком нейтральном излучении вспышки, произошедшей 19 января. Оба указанных факта требуют дополнительных исследований.



**Рис. 2.** Временной ход потоков протонов (1-90 МэВ и электронов 0.3-12 МэВ), зарегистрированных прибором МКЛ в полярных шапках с 14 по 24 января 2005.

В заключение отметим, что данные события, произошедшие вблизи минимума солнечной активности, представляют научный интерес, и любая экспериментальная информация о них является ценной с точки зрения прогнозирования вспышек в периоды минимума и спада солнечной активности.

### Литература

1. **Белов А.В., Гарсия Г, Курт В.Г., Мавромичалаки Е.** Протонные события и рентгеновские вспышки в трёх последних солнечных циклах // *Космические исследования*. 2005. Т. 43, № 3. С.31-57.
2. **Kuznetsov S.N., Kudela K., Myagkova I.N., Podorolsky A.N., Ryumin S.P., Yushkov B.Yu.** First experience with SONG-M measurements on board CORONAS-F satellite // *Indian J. of Radio & Space Physics*. 2004. V.33. P.353-357.
3. **Veselovsky I.S., Panasyuk M.I., Avdyushin S.I. et al.**, Solar and heliospheric phenomena in October-November 2003: Causes and effects// *Cosmic Res*. 2004. V.42. №5. P.435-488.
4. **Kuznetsov S.N., Kurt V.G., Yushkov B.Yu., Myagkova I.N., Kudela K.** "Gamma-ray and high energy particle measurements of the solar flare 28 October 2003 on board CORONAS-F" *Solar Phys*. 2005. (in press).
5. **Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J. et al.** The Reuven Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI) // *Solar Physics*. 2002. V.210. P.3-32.
6. **Кузнецов С.Н., Богомолов А.В., Гордеев Ю.П. и др.** Предварительные результаты эксперимента, проводимого с помощью комплекса аппаратуры СКЛ на ИСЗ "КОРОНАС-И" // *Изв. РАН. Сер. физ.* 1995. Т.59. №4. С.2-6.

## **МОЩНАЯ ВСПЫШКА КЛАССА 3В/М7.1 23 СЕНТЯБРЯ 1998 ГОДА И ИНЖЕКЦИЯ ПЛАЗМЫ В РАСШИРЯЮЩУЮСЯ МАГНИТНУЮ АРКАДУ**

**Кулагин Е.С.**

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

## **THE POWERFUL 3B/M7.1 SEPTEMBER 23 1998 FLARE AND PLAZMA INJECTION INTO ESPANDING MAGNETIC ARCADE**

**Kulagin E. S.**

*Central (Pulkovo) Observatory of the Russian Academy of Sciences,  
St.-Petersburg, Russia, kulagin@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*The powerful 3B/M7.1 flare that has occurred near the center of the solar disk on September 23 1998 in the active region NOAA 8340 has been investigated. Images of the flare in the core of the HeI 10830Å line were obtained at the Pulkovo Observatory using the narrow-band tunable filter. The observation in the helium line has begun at 6:57 UT, 13 minutes after the start of the flare. But I was lucky to obtain the small maps of the longitudinal magnetic fields and Doppler velocities in the active region in the SiI 10827Å line 46 minutes before the start of the flare. I have compared my data with the images from the "Trace" space observatory. A number of observational facts compels me to make a supposition that the flare was closely connected with a plasma injection into the expanding magnetic arcade from the parts of the photosphere in the big spot with weak, of most probably inverse polarity, magnetic field.*

### **Введение**

Изучение процессов, происходящих при солнечных вспышках, является одной из основных задач гелиофизики. Важное значение при этом имеет выяснение причинно-следственных связей в ходе развития вспышки, определение места первичного источника энерговыделения, приводящего к сложной последовательности релаксационных процессов в намагниченной солнечной плазме. Для выяснения пространственной структуры вспышки, состоящей из вещества, нагретого до различных температур, наземные наблюдения вспышек теперь успешно дополняются наблюдениями из космоса в широком диапазоне спектра и с высоким пространственным разрешением.

В настоящее время доминируют модели вспышек, в которых вспышка является результатом разрушения токового слоя и пересоединения одной или нескольких магнитных арок. В этих моделях первичный источник энерговыделения находится в короне. Он проявляется в виде нагретой до

десятков миллионов градусов плазмы, организующейся в высокоскоростные потоки. Потоки, направленные вверх, образуют корональные выбросы. Потоки, направленные вниз, движутся по магнитным аркам и нагревают вещество хромосферы в основаниях арок. Нагретое вещество поднимается по аркам, остывает и образует систему послевспышечных, сравнительно холодных петель.

Несмотря на популярность этих моделей и их некоторые подтверждения наблюдениями из космоса [1] остаются трудные для них вопросы [2,3]. Поэтому появляются новые модели вспышек [3] и остаются весьма актуальными одновременные наблюдения мощных вспышек в избранных спектральных линиях, показывающие их структуру с высоким пространственным разрешением в большом температурном диапазоне.

Линия  $10830\text{\AA}$  – сильнейшая линия гелия, доступная для наземных наблюдений. Важность наблюдения вспышек в линии HeI  $10830\text{\AA}$  объясняется тем, что эта линия образуется в активных областях, в основном электронным ударом, при температуре  $T > 2 \times 10^4$  К [4]. Она заполняет температурный пробел между хромосферными линиями видимого диапазона, образующихся при температуре до десяти тысяч градусов, и линиями высокой стадии ионизации крайнего ультрафиолета, образующихся при температурах в сотни тысяч и миллионы градусов. При этом образование линии гелия происходит в оптически тонком слое, что облегчает анализ данных и позволяет просматривать большой диапазон высот в солнечной атмосфере.

Вспышке 23 сентября 1998 года посвящен ряд других работ [5,6].

### 1. Описание вспышки, фильтрограмм и карт

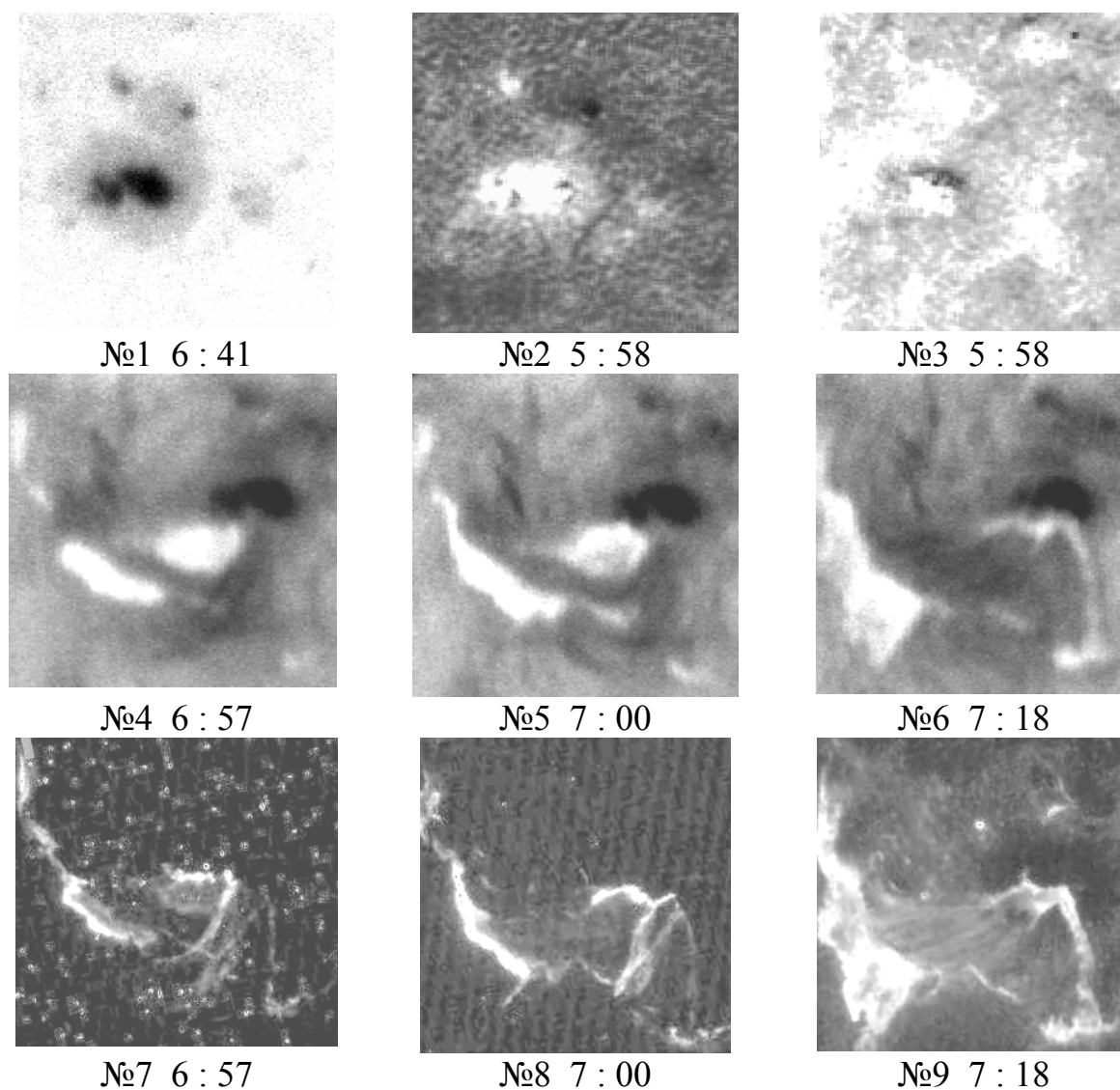
Вспышка произошла вблизи центра солнечного диска в активной области NOAA 8340 с доминирующим большим пятном. По данным [7] вспышка имела координаты N19, E09, начало вспышки в  $6^{\text{h}}44^{\text{m}}$  (здесь и в дальнейшем всемирное время). Оптический балл вспышки 3В, рентгеновский – M7.1. В согласии с [5] ход развития вспышки можно разделить на несколько этапов: с начала вспышки до  $6^{\text{h}}54^{\text{m}}$  – начальная фаза, затем до  $6^{\text{h}}58^{\text{m}}$  – импульсная фаза, далее до  $7^{\text{h}}13^{\text{m}}$  – главная фаза и, наконец, после  $7^{\text{h}}13^{\text{m}}$  – фаза затухания вспышки, продолжавшаяся часами.

В Пулковской обсерватории на Горизонтальном солнечном телескопе с помощью узкополосного перестраиваемого фильтра [8] мною получена большая серия фильтрограмм вспышки в ядре линии HeI  $10830\text{\AA}$ . Полуширина полосы пропускания фильтра составляла  $0.24\text{\AA}$ . Регистрация изображений производилась с помощью ПЗС - камеры ST-6. К сожалению, первая фильтрограмма в гелии получена в  $6^{\text{h}}57^{\text{m}}$ , то есть через  $13^{\text{m}}$  после начала вспышки. Но за  $46^{\text{m}}$  до начала вспышки мне посчастливилось получить большую серию фильтрограмм с анализатором круговой поляризации и со сканированием полосы пропускания фильтра по контуру фотосферной линии SiI  $10827\text{\AA}$ . Из этой серии, с помощью недавно разработанных ком-

пьютерных программ, были получены небольшие карты продольных магнитных полей и лучевых скоростей перед вспышкой. Эти карты стали важным дополнением к ранее имеющемуся материалу по этой вспышке.

Для изучения процессов в начальной фазе вспышки, а также для сравнения явлений наблюдающихся в различных температурных диапазонах, фильтрограммы в линии гелия, карты продольных магнитных полей и лучевых скоростей перед вспышкой, были сопоставлены с изображениями в линиях CIV 1550Å и FeXII 195Å с космической обсерватории "Trase". Линия HeI 10830Å соответствует температуре  $\sim 2 \times 10^4$  К, линия CIV 1550Å  $\sim 2 \times 10^5$  К, а линия FeXII 195Å  $\sim 2 \times 10^6$  К.

На Рис.1 приведены фильтрограммы и карты вспышки. Здесь север примерно вверху, восток слева. Размер каждого изображения около 130"×130". Он определился небольшим размером полученных карт. Под каждым изображением указан порядковый номер и округленное до минут всемирное время. №1 в верхнем ряду - вид активной области в континууме. Основной частью активной области NOAA 8340 являлось большое пятно (в дальнейшем БП) с обширной полутенью. Тень пятна состояла из основного ядра и нескольких тесно расположенных мелких ядер к востоку. Все ядра и окружающая их полутень были одной положительной полярности. Вокруг БП располагалось много мелких пятен и пор разной полярности. Два наиболее заметных пятна разной полярности, видимых к северу и к северо-западу от БП, использовались при наложениях фильтрограмм и карт. №2 - карта фотосферных продольных магнитных полей в линии SiI 10827Å перед вспышкой. Здесь положительная полярность изображена белым цветом, отрицательная – черным. Области со слабым магнитным полем выглядят серыми. В районе тени и полутени БП наблюдалось сильное продольное поле положительной полярности, напряженность которого достигала 1500Э. Но в некоторых местах, которые приходятся на границы "тень - полутень" БП, видны 4 небольших участка слабого поля, окруженного сильным полем. Эти участки видны на карте как темные вкрапления в белый фон. Здесь наблюдалось продольное магнитное поле меньше 200Э и градиент поля до 0,4Э/км. С учетом низкого пространственного разрешения карты, около 3", можно предположить наличие в этих местах не только слабой положительной, но и отрицательной полярности поля. №3 - карта лучевых скоростей, полученная по этой же линии SiI 10827Å перед вспышкой. Здесь положительная лучевая скорость обозначена белым цветом, а отрицательная (к наблюдателю) – черным. Серый цвет соответствует лучевой скорости близкой к нулю. Перед вспышкой наблюдался подъем вещества со скоростью до 1,5 км/с в западной части БП, где располагалась одна из областей вкрапления слабого и даже инверсного магнитного поля.



**Рис.1.**

В среднем ряду на Рис.1 приведены фильтрограммы вспышки, полученные в ядре линии HeI 10830Å: в импульсной фазе вспышки - №4, в главной фазе - №5 и в фазе начала затухания - №6. В нижнем ряду приведены фильтрограммы в линии CIV 1550Å с космической обсерватории "Trace" (№№ 7,8 и 9), полученные одновременно с изображениями в линии гелия.

## **2. Основные результаты наблюдений**

В ходе вспышки в линии гелия наблюдались две протяженные эмиссионные зоны, расположенные к востоку от БП (Рис.1). Ближняя зона эмиссии располагалась вблизи и даже над полутенью БП (№4 и №5, Рис.1). Она значительно ослабела к началу фазы затухания вспышки, когда разгорелась эмиссионная арка к югу от БП (№6, Рис.1). Дальняя от БП, основная эмиссионная зона (в дальнейшем ОЭЗ) имела дугообразную форму, существовала длительное время и удалялась от БП в восточном направлении по



ходу развития вспышки. БП и ОЭЗ соединяли арки, хорошо представляемые единой аркадой.

Арочные структуры, в импульсной фазе вспышки, лучше видны в линии гелия. В  $6^{\text{h}}57^{\text{m}}$  в линии HeI  $10830\text{\AA}$  отчетливо видны три протяженные абсорбционные арки, в то время как в линии CIV  $1550\text{\AA}$  на этом месте видна только одна короткая эмиссионная арка. Это свидетельствует о низкой температуре арок в импульсной фазе вспышки. В главной фазе вспышки и в фазе затухания аркада состоит из многих тонких арок. В линии гелия эти арки не видны, видна только эмиссия у границы тень-полутень БП и в основной эмиссионной зоне. В линии CIV  $1550\text{\AA}$  видна слабая эмиссия тонкоструктурных арок и эмиссия в основании аркады. В линии FeXII  $195\text{\AA}$  в этой фазе ярко светит верхняя часть всей аркады (фильтрограмма не приведена). Это говорит о высокой температуре тонкоструктурных арок в главной фазе вспышки.

В ходе развития вспышки менялась форма ОЭЗ. Если в импульсной фазе вспышки в линии гелия крутым являлся передний фронт ОЭЗ и его скорость достигала 30 км/сек, то в фазе затухания передний фронт таял и создавался эффект его отрицательной скорости (к БП). Скорость заднего фронта достигала 20 км/сек в импульсной фазе вспышки и плавно уменьшалась до 2 км/сек в фазе затухания вспышки. Важно отметить, что после главной фазы вспышки, крутым стал задний фронт. Поведение фронтов напоминает явления, наблюдаемые при пуске и закрытии фонтана. Сравнение положения и формы переднего фронта ОЭЗ в различных линиях показывает удивительное их сходство, вплоть до мелких деталей.

Наблюдается совпадение участков слабого, возможно инверсного, фотосферного магнитного поля и центров активности в ходе вспышки. Основной такой участок расположен в юго-восточной части БП. Он приходится на южную часть пролива полутени между основным ядром БП и мелкими ядрами, расположенными к востоку (№1 и №2 на Рис.1). По своей форме он повторяет эту часть пролива и напоминает по форме перевернутую букву *v*. Наблюдается совпадение этого участка и основания трех гигантских абсорбционных арок, видимых на первой фильтрограмме в линии HeI  $10830\text{\AA}$  в  $6^{\text{h}}57^{\text{m}}$ , на импульсной стадии развития вспышки (№4, Рис.1). Второй меньший участок слабого магнитного поля находится восточнее первого. Он совпадает с положением общего основания небольших эмиссионных арок, видимых в гелии в ближней эмиссионной зоне в  $7^{\text{h}}00^{\text{m}}$  (№4).

Произведено сравнение положений нейтральной линии фотосферного продольного поля перед вспышкой (№2, Рис.1), и через 8 часов после вспышки (обсерватория Кит-Пик). Положение нейтральной линии практически не изменилось. Показано, что все арки переходили нейтральную линию и соединяли разные знаки фотосферного магнитного поля.

По картам фотосферного продольного магнитного поля в линии FeI  $8688\text{\AA}$  обсерватории Кит-Пик была вычислена средняя напряженность

магнитного поля в круге с диаметром 40" за несколько дат наблюдений до и после вспышки. Центр круга был взят в середине БП. Найдено, что после вспышки, возможно во время вспышки, средняя напряженность поля БП в этом круге возросла с 930Э до 1110Э.

### 3. Выводы и основное предположение

Изображения этой мощной вспышки, полученные в различных температурных интервалах, не позволили мне выбрать какое то место в короне и отождествить его как место первичного энерговыделения вспышки. Такое место должно появиться в эмиссии первой, иметь высокую интенсивность, прежде всего в высокотемпературных линиях, и быть центром арочных структур с различными температурами.

Но основные результаты наблюдений находят простое объяснение, если предположить, что, в результате всплытия нового магнитного потока в районе БП, в ходе развития вспышки происходила инжекция плазмы в расширяющуюся магнитную аркаду. Инжекция плазмы происходила, прежде всего, из основного участка фотосферы (§3), со слабым, вероятно инверсным полем. Удаляющаяся от БП ОЭЗ может быть объяснена ударным возбуждением хромосферы сверху проходящей по аркаде плазмой.

Автор благодарит П.Г. Папушева и С.А.Чупракова (ИСЗФ СО РАН) за помощь в работе, а так же коллектив создателей космической обсерватории "Trace" за высококачественные изображения вспышки в ультрафиолетовых линиях. NSO/Kitt Peak data used here are produced cooperatively by NSF/NOAO, NASA/GSFC, and NOAA/SEL.

### Литература

1. *Forbes, T.G., and Acton, L.W.:* 1996, *Astrophys. J.* **459**, 330.
2. *Feldman, U., and Seely, J.F.:* 1995, *Astrophys. J.* **450**, 902.
3. *Simnett, G.M.:* In : *Solar variability as an input to the Earth's environment. International Solar Cycle Studies (ISCS) Symposium, 23-28 June 2003, Tatranska Lomnica, Slovak Republik. Ed.: A.Wilson. ESA SP-535, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-845-X, 2003, p.613.*
4. *Milkey, R.W., Heasley, J.N., and Beebe, H.A.:* 1973, *Astrophys. J.* **186**, 1043.
5. *Altyntsev, A.T., Sych, R.A., Grechnev, V.V., Meshalkina, N.S., and Rudenko, G.V.:* 2002, *Solar Phys.* **206**, 155
6. *Kotrč, P., Karlický, M., Kupryakov, Yu.A., Kaltman, T.I., Kašparova, J., Rompolt, B.:* *Proc.9<sup>th</sup> European Meeting on Solar Physics, "Magnetic Fields and Solar Processes", Florence, Italy, 12-18 September 1999( ESA SP-448, December 1999), p.841.*
7. *Solar-Geophysical Data. Comprehensive Reports.* 1999. N.655. Pt.2.
8. *Kulagin, E.S.:* 1999, *Solar Phys.* **188**, 81.

## **АНАЛИЗ БАЗ ДАННЫХ И ПЕРСПЕКТИВЫ ВИЗУАЛЬНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН**

**Лозицкая Н.И.**

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

## **DATABASE ANALYSIS AND OUTLOOKS OF VISUAL MEASUREMENTS OF SUNSPOT MAGNETIC FIELDS**

**Lozitska N.I.**

*Astronomical Observatory of the Kyiv Shevchenko University  
Observatorna 3, Kyiv-04053, Ukraine, nloz@observ.univ.kiev.ua*

### **Abstract**

*We use 20 000 data of sunspot magnetic field measurements carried out in ten observatories in spots with total diameter 30-60 arcsec to calculate yearly averaged sunspot magnetic field magnitudes  $B_{sp}$ . This values are compared with same parameter for all dimension sunspots, named  $H_m$ , obtained on the base of 15 000 measurements from 7 observatories in 1957-1995 presented on site of Pulkovo observatory. It was shown the moderate positive correlation ( $r = 0.65$ ,  $p < 0.01$ ) between  $B_{sp}$  and  $H_m$  and high correlation ( $r = 0.80$ ,  $p < 0,005$ ) between differences  $N - S$ . It is interesting to note, that in 2004 the mean annual magnetic field strength  $B_{sp}$  reaches the greatest value of 27cT (2700 G). In whole time interval under study value of  $B_{sp}$  changed in range from about 21 to 27 cT, with absolute minimum (21 cT) in 1965. Observed magnetic field variations are about ten times more than standard error of measurements, and have mainly unregular character.*

*This study includes data from the synoptic program at the 150-Foot Solar Tower of the Mt. Wilson Observatory. The Mt. Wilson 150-Foot Solar Tower is operated by UCLA, with funding from NASA, ONR and NSF, under agreement with the Mt. Wilson Institute.*

### **Введение**

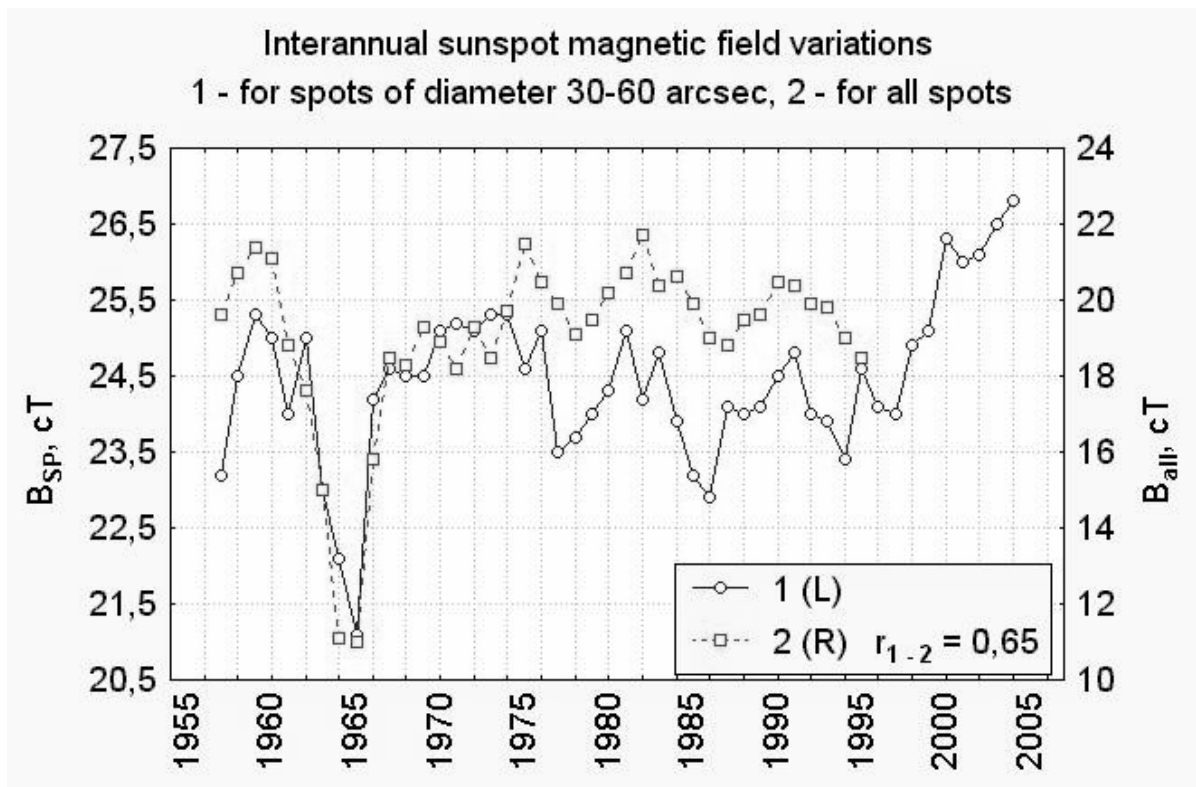
В 2002 г. на конференции "Солнечная активность и параметры ее прогноза" (КрАО, Научный, 3-8 июня 2002) нами был предложен новый гелиомагнитный индекс  $B_{sp}$ , представляющий собой среднегодовую напряженность магнитного поля в солнечных пятнах с диаметром полутени от 30 до 60 сек дуги [2]. В том же году, на конференции "Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца" (ГАО РАН, Пулково, 17 - 22 июня 2002 г.) Милецким Е.В., Наговициным Ю.А., Бембеевой И. и Федоровой Т. предложен еще один индекс магнитных полей  $H_m$ , представляющий собой среднегодовые значения магнитных полей солнечных пятен всех размеров, полученные из измерений различных станций Службы Солнца СССР в 1957-1974 гг. [6].

С появлением электронных баз данных ГАО РАН, КрАО и обсерватории Маунт Вилсон ([www.gao.spb.ru/database/mfbase/](http://www.gao.spb.ru/database/mfbase/), <http://www.crao.crimea.ua/> и <ftp://howard.astro.ucla.edu/pub/obs/drawings/>) появилась возможность расширить объем исследований. Нами было проведено сравнение вариаций  $V_{sp}$ , вычисленных по данным 10 обсерваторий (20 тыс. измерений) с вариациями магнитных полей пятен всех размеров  $H_m$  за 1957-1995 гг., собранными из семи обсерваторий на сайте ГАО в 2002–2005 гг. в объединенной базе магнитных полей солнечных пятен (155 тыс. значений). Результаты анализа за всех перечисленных данных представлены в настоящей статье.

### Сопоставление индексов $V_{sp}$ и $H_m$

Индексы  $V_{sp}$  и  $H_m$  представляют собой среднеарифметические значения напряженностей по данным всех обсерваторий. То есть, результаты усреднений не приводились к системе какой-либо одной обсерватории, как предложено в [6]. Это имеет свои преимущества и недостатки. В частности, при таком подходе возможно сопоставить, насколько хорошо коррелируют данные отдельных обсерваторий с индексами  $V_{sp}$  и  $H_m$ . Для  $V_{sp}$  средняя величина коэффициента корреляции с отдельными обсерваториями оказалась  $r = 0.58 \pm 0.05$ , а для  $H_m$  она равна  $0.39 \pm 0.14$ . Это означает, что систематические ошибки измерений в различных астроклиматических условиях и на разных инструментах менее ощутимы при измерении полей крупных пятен (на которых базируются данные индекса  $V_{sp}$ ). Средние значения стандартных отклонений  $V_{sp}$  в 1,4 раза меньше, чем для  $H_m$ . Это связано с тем, что измерения в меньших пятнах часто недостоверны по инструментальным причинам (в основном из-за дрожания изображения, достигающего иногда 10 сек. дуги). Поскольку нижняя граница диаметров измеренных пятен на разных обсерваториях отличается, а также ряды отдельных обсерваторий имели пропуски в наблюдениях, их комбинация приводила к увеличению ошибок среднегодовых значений, большему для рядов пятен всех диаметров, чем для 30-60 сек. дуги.

Непосредственное сопоставление индексов  $V_{sp}$  и  $H_m$  показывает, что они достаточно хорошо согласуются между собой (Рис. 1). Оказалось, что коэффициент корреляции между этими индексами  $r = 0.65$ ,  $p < 0.01$ . Из обоих рядов данных следует, что в 1965 г. были наиболее низкие напряженности в пятнах – в среднем 21 сТ (типичные ошибки измерений  $0,2 \div 0,4$  сТл). Если каждую полярность рассматривать отдельно, то для значений  $V_N$  и  $V_S$  ошибки несколько выше, в пределах  $0,2 \div 0,6$  сТл. Из Рис. 1 видно, что межгодовые изменения магнитного поля примерно на порядок превосходят ошибки измерений. Учитывая это обстоятельство, можно считать, что второй по глубине минимум параметра  $V_{sp}$  был в 1986 г. Интересно, что оба минимума отделяют во времени соседние циклы Хейла, т.е. соответствуют началам четных циклов № 20 и 22.



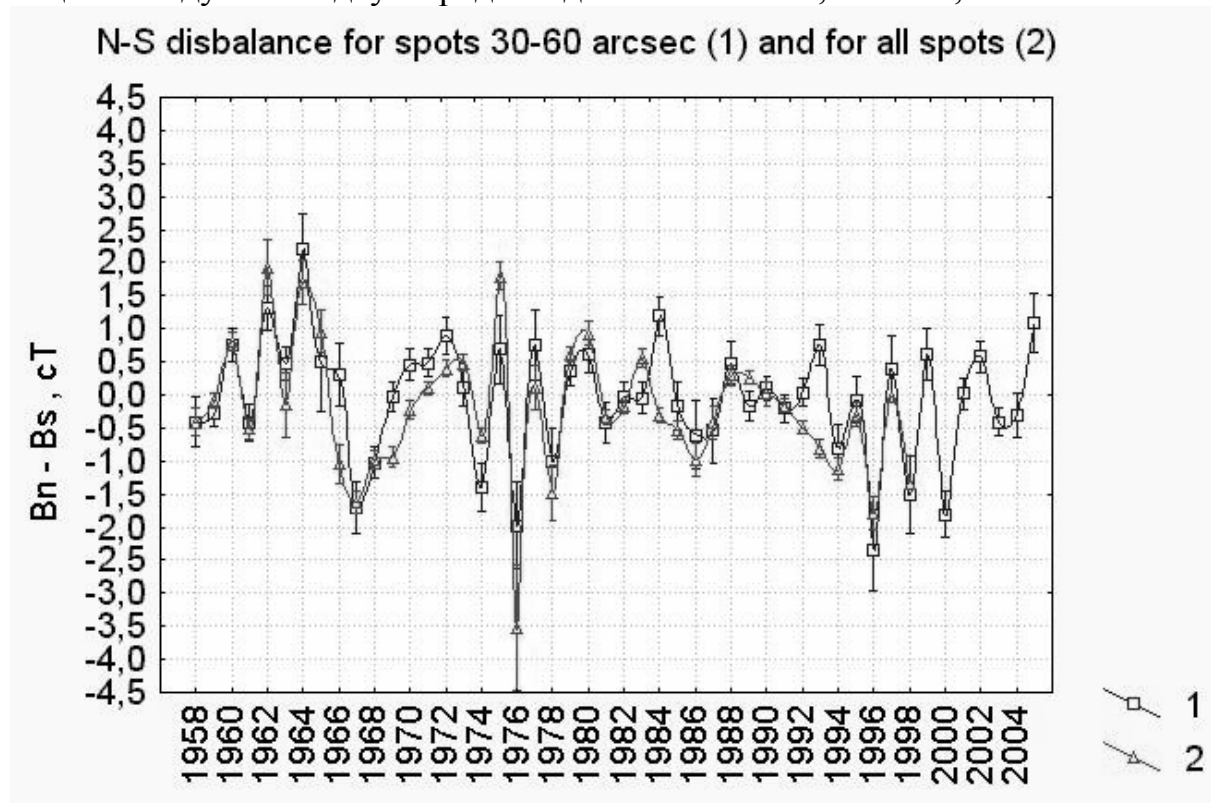
**Рис. 1.** Сопоставление вариаций индексов  $V_{sp}$  (сплошная линия) и  $H_m$  (штриховая). Видно вполне удовлетворительное согласие их флуктуаций и, в частности, совпадение минимумов в 1965 году.

В работе [1] на материале бюллетеня ГАО «Солнечные Данные» за 1958–1994, электронной версии «Солнечных данных» за 1996–1997 года и наблюдений Киевской Астрономической обсерватории с 1981 года найдено, что максимумы среднегодовых напряженностей магнитных полей солнечных пятен диаметром 30–60 сек. дуги появляются в околорекордной фазе чисел Вольфа. Показано, что они не могут быть объяснены только увеличением средних размеров пятен. Ограничение диапазона размеров исследуемых пятен позволяет выявить реальное увеличение магнитного потока в отдельные годы. Есть также усиления поля на спаде 20 цикла. Такой же результат получен Милецким и Наговицыным [4,5] для ряда наблюдений Пулковской обсерватории. Индекс  $V_{sp}$  более независим от количества пятен, чем  $H_m$ . При заметном отличии вариаций напряженности магнитных полей пятен от регулярных колебаний числа пятен, все же можно заметить, что наибольшие значения  $V_{sp}$  появляются на год-два позже максимумов чисел Вольфа.

### N–S разбаланс

Можно ожидать, что результаты вычислений N–S разбаланса свободны от систематических ошибок, связанных с качеством изображения на разных обсерваториях. Это подтверждается фактическими данными (Рис.2). Видно, что этот разбаланс практически одинаков как при учете

только крупных пятен, так и для пятен всех размеров. Коэффициент корреляции между этими двумя рядами довольно высок,  $r = 0.80$ ,  $P < 0.005$ .



**Рис. 2.** Различие между среднегодовыми напряжениями, измеренными для каждой полярности отдельно (т.е. N–S разбаланс) для крупных пятен (квадраты) и пятен всех размеров (треугольники).

Важно то, что среднее за весь период значение N–S разбаланса для обоих рядов близко к нулю, причем для более длинного ряда крупных пятен средний за весь период разбаланс равен  $0 \pm 0.1$  сТ при вариации его амплитуды  $\pm 2$  сТ. Если для получения величины N–S пользоваться данными только одной обсерватории, небольшая инструментальная поляризация выявляется при статистической обработке данных измерений как небольшой, но достоверно существующий разбаланс, как в работе [5]. Вероятной физической причиной флуктуаций N–S разбаланса является магнитная асимметрия полушарий Солнца [1,5].

Разбаланс магнитного поля сопровождается асимметрией «бабочек Маундера». При глобальном превышении напряженности поля N-полярности над S, средние широты пятен в северном полушарии на  $1-2^\circ$  выше, чем в южном. Максимальный коэффициент корреляции между сглаженным по 3 годам разбалансом магнитного поля и сглаженной по 3 годам широтной асимметрией пятнообразования  $r = 0.69$ ,  $p < 0.01$  получаем при сдвиге кривой магнитного разбаланса на год вперед.

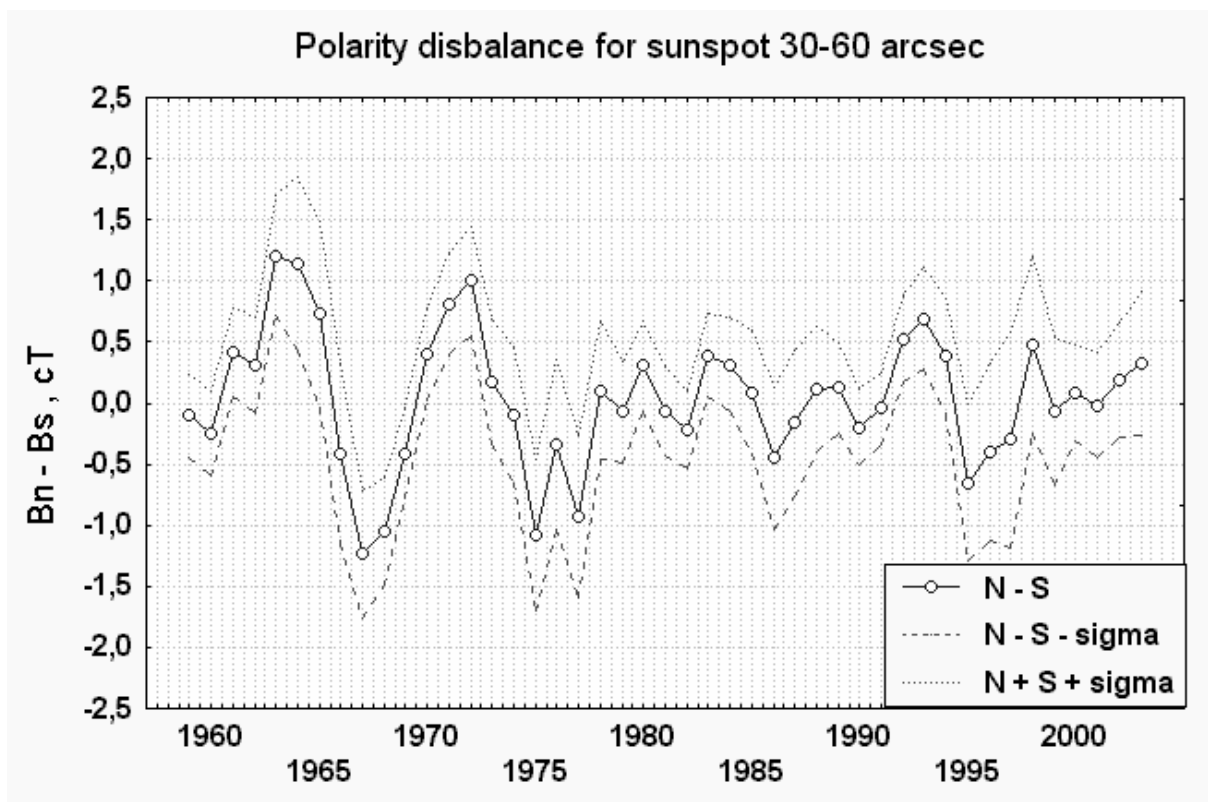


Рис. 3. Разбаланс магнитных полей N – S для крупных пятен, сглаженный по 3 годам.

Интересно отметить, что в усредненном ходе N–S разбаланса для крупных пятен (30–60 сек. дуги) проявляются периоды около 9 и 19 лет (Рис. 3). Этот эффект требует дополнительного исследования на более длительном ряде.

### Перспективы

В связи с прекращением измерений магнитных полей пятен на многих обсерваториях, в настоящее время трудно достигнуть той точности определения  $H_m$ , которая была раньше. Поэтому как минимальную программу наблюдений мы предлагаем проводить измерения одноядерных пятен с диаметрами полутени свыше 20 сек. дуги. Из таких наблюдений легко будет вывести индекс  $V_{sp}$  для пятен 30-60 сек. дуги. Особая ценность этого индекса – в длинном непрерывном (с 1917 г.) ряде визуальных измерений магнитных полей пятен. В то же время его получение наиболее просто по сравнению с другими измерениями солнечных магнитных полей. Для исключения систематических ошибок в дальнейших измерениях необходимы ежегодные работы по сравнению результатов разных обсерваторий. Выражаем надежду, что к программе мониторинга  $V_{sp}$  присоединятся обсерватории, имеющие большой опыт таких исследований.

Изменения межпланетного магнитного поля, геомагнитного поля и климата связаны с вариациями солнечных магнитных полей [3], и для ка-

чественных прогнозов необходимо сохранить непрерывность рядов наблюдений.

### Благодарности

Автор благодарна всем наблюдателям магнитных полей солнечных пятен в различных обсерваториях, многочисленные измерения которых оказались весьма ценными для изучения существенных свойств солнечного магнетизма (частично представленных в настоящем исследовании). Особая признательность – составителям бюллетеня «Солнечные данные» и создателям электронных баз данных Крымской астрофизической обсерватории, обсерватории Маунт Вилсон и Пулковской объединенной базы данных.

### Литература

1. *Лозицкий В.Г., Лозицкая Н.И., Гордовский М.Ю.* Сравнение напряженностей магнитных полей солнечных пятен для различных циклов солнечной активности //Proc. of the Internat. Astron. Conf. Fourth Vsekhsvjatsky Reedings 'Modern Problems of Physics and Dynamics of the Solar System'. Kyiv. Oct 4-10. 2000. - С.283-287.
2. *Лозицкая Н.И.* Сравнение новых индексов солнечной активности //Изв. Крым. астрофиз. обсерватории.- 2002.- Т. 98. - С.187-188.
3. *Lozitska N.I.* Correlation between sunspot magnetic fields and near-ground temperature //Kinem. and Physics of Celestial Bodies, Suppl. Ser., -2005. - № 5, P.153-154.
4. *Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А.* Магнитные поля солнечных пятен в 21-22 циклах солнечной активности //Известия ГАО. - Т. 215. - 2000. - С. 259
5. *Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А.* Временные вариации среднегодовых значений напряженности магнитных полей солнечных пятен //Труды конфер. "Солнце в эпоху смены знака магнитного поля". СПб. - 2001. - С. 281-283
6. *Милецкий Е.В., Наговицын Ю.А., Бембеева И., Федорова Т.* Новый индекс магнитных полей солнечных пятен. //Тезисы докладов Межд. Конф. "Солнечная активность и космические лучи после смены знака полярного магнитного поля Солнца" Пулково, Санкт-Петербург, 17-22.06.2002. - С.62.



**СОПОСТАВЛЕНИЕ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
И ТУРБУЛЕНТНЫХ СКОРОСТЕЙ ДЛЯ ДВУХ МОМЕНТОВ  
СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 5 ноября 2004 г.**

**Лозицкий В.Г., Курочка Е.В., Осыка О.Б.**

*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета  
имени Тараса Шевченко, ул. Обсерваторная 3, Киев, 04053, Украина*

**COMPARISON OF THE MAGNETIC FIELDS AND TURBULENT  
VELOCITIES FOR TWO MOMENTS OF SOLAR FLARE  
ON 5 November, 2004**

**Lozitsky V.G., Kurochka E.V., Osyka O.B.**

*Astronomical Observatory of the Kyiv Shevchenko National University, Obser-  
vatorna Str. 3, Kyiv, 04053, Ukraine*

**Abstract**

*For M4.1/1B solar flare on 5 November, 2004 we found considerable magnetic field decreasing during ten minutes of flare (from flare peak to post-peak phase), and also turbulent velocity increasing for the same time. Our conclusion follows from analysis of the Echelle Zeeman spectrograms obtained with horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of Kyiv Shevchenko National University. Semi-empirical model of the flare based on the data for about ten lines of FeI, FeII, CrII, SrII and TiII has two discrete hot flare layers placed at low and upper photosphere.*

**Введение**

Магнитные поля в области солнечных вспышек имеют ряд специфических особенностей. Магнитографические наблюдения показали, что яркие узлы вспышек возникают, как правило, недалеко от линии инверсии продольного магнитного поля, т.е. в местах тесного контакта полей противоположных полярностей [1]. Спектрально-поляризационные наблюдения выявили, что даже если вспышечный узелок располагается в области магнитного поля одной полярности, в этом месте имеются сильные (в несколько килогаусс) субтелескопические магнитные поля противоположной полярности [2]. Весьма неоднородна вспышка и в вертикальном направлении: отмечены узкие (~ 100 км) слои в фотосфере, где величина магнитного поля превышает в 2–8 раз то поле, которое существует вне этих слоев [3,4]. Подобные особенности найдены и для распределения температуры. Вместо монотонного падения температуры в толще фотосферы (~500 км), типичного для невозмущенной атмосферы, во вспышках отмечались один или два узких экстремума, где температура повышена на 500–2000 К. Су-

ществленные отклонения от невозмущенной атмосферы отмечались и в высотном распределении турбулентных скоростей и концентрации плазмы.

Все указанные выше особенности важно проследить в их эволюции, т.е. с развитием процесса энерговыделения конкретной вспышки. В настоящей работе с этой целью сравниваются физические условия во вспышке для двух моментов, разделенных интервалом времени 10 мин.

### Материал наблюдений

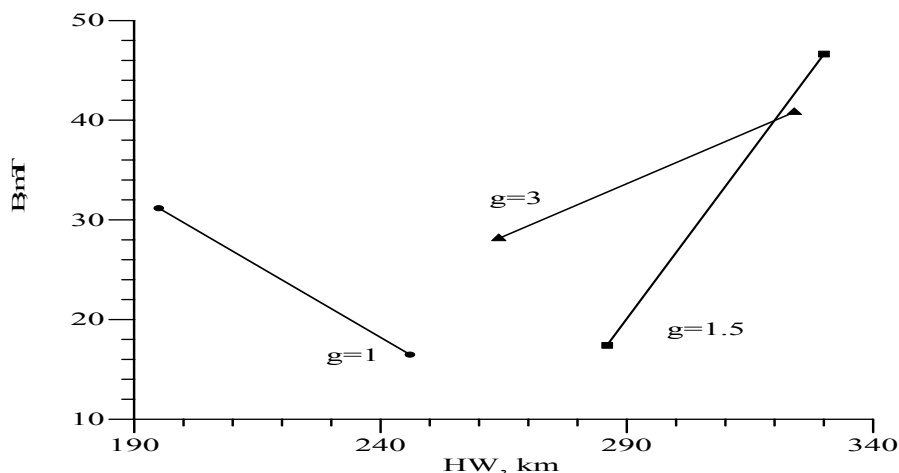
Вспышка 5 ноября 2004 г. возникла в области AR 10696 и имела балл M4.1/1B. Она началась в 11<sup>h</sup> 30<sup>m</sup> UT, достигла максимума в 11<sup>h</sup> 33<sup>m</sup> и практически закончилась в 12<sup>h</sup> 00<sup>m</sup>. На эшелюном спектрографе горизонтального солнечного телескопа АО КНУ одним из авторов (Л.В.) получено 5 зееман-спектрограмм вспышки в ортогональных круговых поляризациях, позволяющих анализировать стоксовы профили  $I \pm V$ . Здесь мы анализируем только спектры, полученные в 11<sup>h</sup> 35<sup>m</sup> и 11<sup>h</sup> 45<sup>m</sup> UT. Обе спектрограммы относятся к одному и тому же месту на Солнце. Физические условия во вспышке находились путем исследования профилей 10 линий: FeII 4923.9, FeII 5018.4, FeII 5234.6, CrII 5237.3, ScII 5239.8, FeI 5250.2, FeI 5250.6, FeII 5264.8, FeI 6301.5 и FeI 6302.5 Å. Некоторые параметры этих линий приведены в работе [ 4 ].

### Измерения магнитных полей методом «центров тяжести»

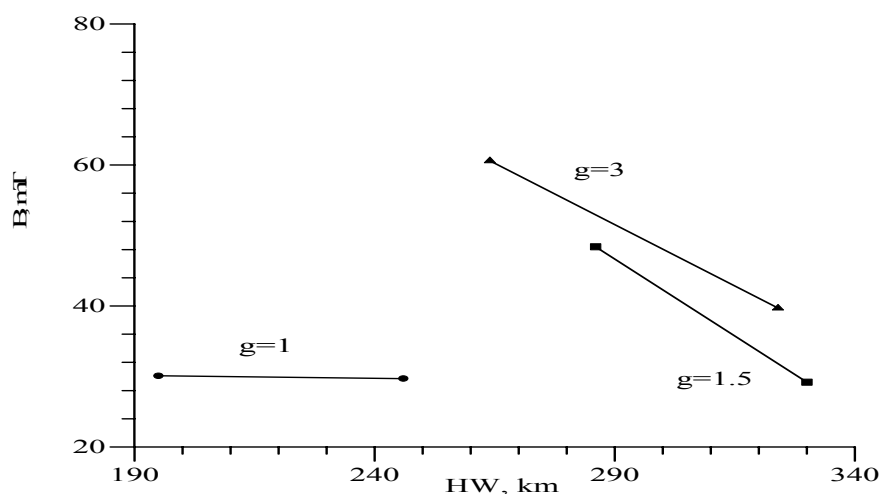
Измерения этим методом являются традиционными и наиболее простыми: измеряется относительный сдвиг вдоль длин волн профиля линии  $I+V$  относительно профиля  $I - V$  и этот сдвиг, постулируемый как удвоенное зеемановское расщепление  $2\Delta\lambda_n$ , выражается в величинах индукции магнитного поля  $B$ .

Сопоставление полученных нами измерений  $B$  по разным линиям на зависимости от средней высоты формирования линий  $H_w$  [5] представлено на рис. 1. Ввиду возможного влияния эффекта зеемановского «насыщения» (возникающего вследствие наличия мелкомасштабных структур с сильными полями), данные по линиям с разными факторами Ланде  $g$  указаны отдельно. Видно, что вблизи момента максимума вспышки (11<sup>h</sup>35<sup>m</sup>) обнаруживается интересная особенность: в диапазоне высот 260–330 км магнитное поле растет с высотой (а не уменьшается, как это можно ожидать на основе хорошо известных теоретических соображений). С этими данными хорошо согласуются измерения поля по расщеплению эмиссионного пика в линии FeII 4923.9, формирующегося в области верхней фотосферы. По этой линии найдено  $B = 200 \pm 10$  мТл, что говорит о резком росте магнитного поля с высотой в верхней части фотосферы. Видно также, что данные по линиям с факторами Ланде  $g = 1.5$  и  $g = 3$  в целом хорошо согласуются между собой. Это указывает на то, что фактор заполнения мел-

комасштабных структур весьма мал, т.е. магнитное поле можно считать в первом приближении однокомпонентным.



**Рис. 1.** Зависимость для максимума вспышки (точнее, момента  $11^{\text{h}} 35^{\text{m}}$ ) величины магнитного поля  $B$  от высоты формирования линий  $H_w$ . Типичные ошибки измерений равны  $\pm 5$  мТл для линий с факторами Ланде  $g = 2.5-3$ ,  $\pm 10$  мТл для линий с  $g = 1.5$  и  $\pm 15$  мТл для линий с  $g = 1.0$ . Видно, что в диапазоне высот 260–330 км наблюдается резкий рост магнитного поля с высотой (высотный градиент  $\partial B/\partial H \approx +0.3$  мТл/км).



**Рис. 2.** То же, что и на рис. 1, но для момента  $11^{\text{h}} 45^{\text{m}}$ . Видно, что в диапазоне высот 260–330 км магнитное поле  $B$  теперь ослабевает с высотой ( $\partial B/\partial H \approx -0.3$  мТл/км).

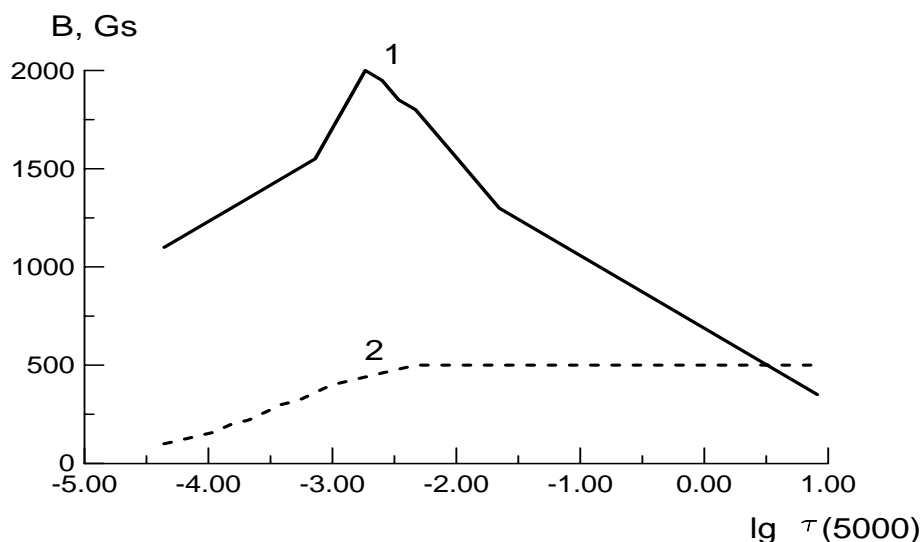
В момент  $11^{\text{h}} 45^{\text{m}}$  (10 мин после максимума вспышки – Рис. 2) характер высотных изменений поля стал качественно иным: вместо положительного высотного градиента возник обычный, отрицательный, типичный например, для солнечных пятен.

Эти особенности, найденные наиболее простым, но несколько грубым методом (ведь каждая линия формируется в довольно широком диапазоне высот,  $\sim 100-150$  км), следовало проверить расчетами, в которых учи-

тывается не «центр тяжести» всего профиля, а локальные его особенности на разных расстояниях от центра линии.

### Полуэмпирическая модель вспышки

Используя полученные их наблюдений профили линий, с помощью программы Э.А. Барановского [6] произведен расчет распределения температуры  $T$ , турбулентной скорости  $V_t$  и магнитного поля  $B$  в зависимости от оптической глубины  $\tau$  на длине волны  $5000\text{\AA}$ . Критерием приемлемости модели считалось как можно лучшее согласование теоретических и наблюдаемых профилей следующих линий: FeI 6302.5, 6301.5, 5250.6, 5250.2, FeII 5264.8, 5234.6, 4923.9, ScII 5239.8 и CrII 5237.3  $\text{\AA}$ . Полученные результаты представлены на рисунках 3–5. Невозмущенная модель фотосферы взята из [7].

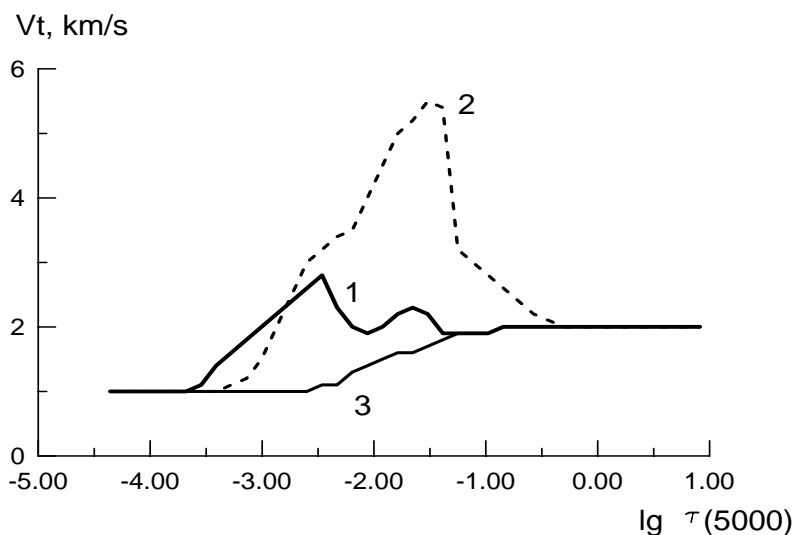


**Рис. 3.** Распределение магнитного поля с оптической глубиной  $\tau(5000)$ : 1 – для  $11^{\text{h}} 35^{\text{m}}$ , 2 – для  $11^{\text{h}} 45^{\text{m}}$ . На этом рисунке фотосферным высотам ( $\Delta H \sim 500$  км) соответствуют значения  $-3.5 \leq \lg \tau(5000) \leq 0$ .

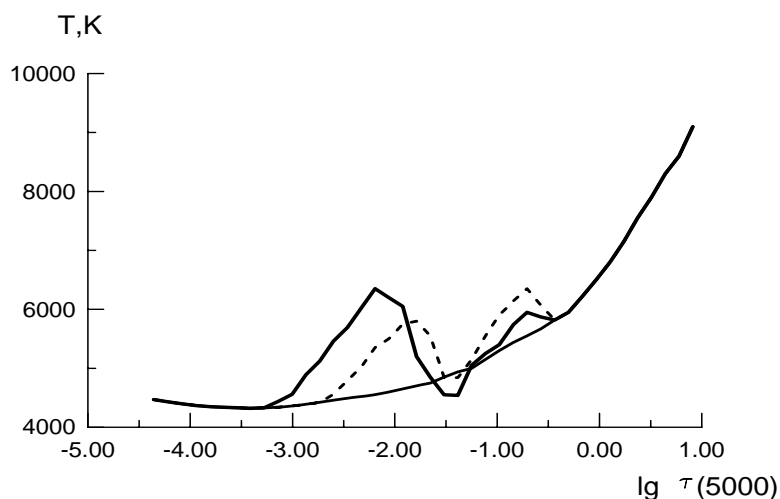
Оказалось, что для интерпретации наблюдений действительно допустима однокомпонентная модель, т.е. приближение квазиоднородного (в горизонтальном сечении) магнитного поля. В то же время, распределение поля в вертикальном направлении найдено далеким от однородного: в максимуме вспышки получен острый пик в распределении поля с высотой, соответствующий 2000 Гс (200 мТл) в области верхней фотосферы (Рис. 3). Через 10 мин после максимума вспышки этот пик исчез, а распределение поля стало более гладким, практически монотонным. В пользу реальности этих данных говорит их прекрасное согласие с данными метода «центров тяжести».

В данном случае крайне важно то, что наблюдается большой дефицит магнитной энергии в течение 10 мин вспышки (см. различие между кривыми 1 и 2 на Рис. 3), указывающий на трансформацию магнитной энергии

в другие формы энергии вспышки. Видно, что область этой трансформации затрагивает не только фотосферу, но и вышележащие слои. Наши расчеты свидетельствуют, что часть этой энергии расходовалась на турбулизацию плазмы. Действительно, как видно из Рис. 4, в максимуме вспышки (1) турбулентная скорость плазмы не превышала 3 км/сек, а после максимума вспышки (2) она возросла примерно вдвое.



**Рис. 4.** Распределение турбулентной скорости с оптической глубиной: 1 – для 11<sup>h</sup> 35<sup>m</sup>, 2 – для 11<sup>h</sup> 45<sup>m</sup>, 3 – невозмущенная модель фотосферы.



**Рис. 5.** Распределение температуры с оптической глубиной для 2-го момента вспышки: сплошная толстая линия – вспышка, штриховая линия – близлежащая возбужденная фотосфера, тонкая сплошная – исходная модель невозмущенной фотосферы.

И турбулентная скорость, и температура (Рис. 5) распределялись с высотой немонотонно. Обращает на себя внимание и то, что в распределении температуры и турбулентной скорости наблюдались два высотных пика, тогда как для магнитного поля – лишь один.

## Выводы

В исследованной нами вспышке зафиксировано значительное ослабление магнитного поля (от 2000 Гс до 500 Гс) на уровне средней фотосферы (в слое, где  $\lg \tau(5000) \approx -2.5$ ) в течение 10 мин после максимума вспышки. Одновременно с этим ослаблением магнитного поля, наблюдался значительный рост турбулентных скоростей – от 2 км/сек. до 5.5 км/сек. на уровне  $\lg \tau(5000) \approx -1.5$ . Вспышка вызвала дополнительный нагрев двух узких слоев в фотосфере (см. Рис. 5), причем максимум избытка температуры ( $\approx 2000$  К) наблюдался в верхнем слое, где  $\lg \tau(5000) \approx -2.2$ . Нетрудно оценить, что если горизонтальный и вертикальный масштабы этого явления были  $\sim 10^3$  км, то наблюдаемый дефицит магнитной энергии имел порядок  $10^{28}$  эрг, т.е. вполне достаточный обеспечения процесса вспышки указанного балла.

## Благодарность

Авторы благодарны Э.А. Барановскому за разрешение использовать его программу для анализа спектральных данных.

## Литература

1. *Северный А.Б.* Некоторые проблемы физики Солнца.- М.: Наука, 1988.- 224 с.
2. *Лозицкий В.Г., Лозицкий В.В.* Вестник Киев. ун-та. Астрономия, 2005, Вып. 41-42, С.7–12.
3. *Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M.* Solar Physics, 2000, V.191, P.171-183.
4. *Kurochka E.V., Lozitsky V.G.* Kinematics and Physics of Celestial Bodies, Supplement, 2005, № 5, P.143–145.
5. *Гуртовенко Э.А., Костык Р.И.* Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов // Киев: Наук. думка, 1989.- 200 с.
6. *Baranovsky E.A.* Contr. Astron. Obs. Skalnaté Pleso. 1993. V.23. P.107–117.
7. *Vernazza J.E., Avrett E.H., Loeser R.* Astr. J. Suppl. Ser., 1981, V.45, P.635-725.

## **ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ ПО ЛИНИЯМ С РАЗЛИЧНЫМИ ФАКТОРАМИ ЛАНДЕ**

**Лозицкий В.Г., Салимова Н.А.**

*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета  
имени Тараса Шевченко, ул. Обсерваторная 3, Киев, 04053, Украина*

## **MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS IN SUNSPOTS USING SPECTRAL LINES WITH DIFFERENT LANDE FACTORS**

**Lozitsky V.G., Salimova N.A.**

*Astronomical Observatory of the Kyiv Shevchenko National University, Obser-  
vatorna Str. 3, Kyiv, 04053, Ukraine*

### **Abstract**

*We study the fine peculiarities of the Zeeman effect in the sunspots of 25 March 1991 and 23 July 2004. The Echelle spectra of sunspots were obtained on horizontal solar telescope of Astronomical Observatory of Kyiv Shevchenko National University. The Zeeman splittings of  $I \pm V$  Stokes profiles of 50 spectral lines of FeI, VI, FeII, MoI, SiI, TiI and NiI were compared to diagnose the small-scale magnetic field structure in sunspot umbra. It was shown the observational evidences to the essential magnetic field inhomogeneity in both horizontal and vertical directions. We were surprised that two lines with smallest Lande factors, namely 0.33 and -0.218, indicate a very strong magnetic field ( $B \approx 600$  mT). The details of observed dependence of “measured magnetic field–Lande factor” indicate that small-scale (spatially unresolved) magnetic structures with field strength of  $B \approx 1600$  mT could exist in named spots.*

### **Введение**

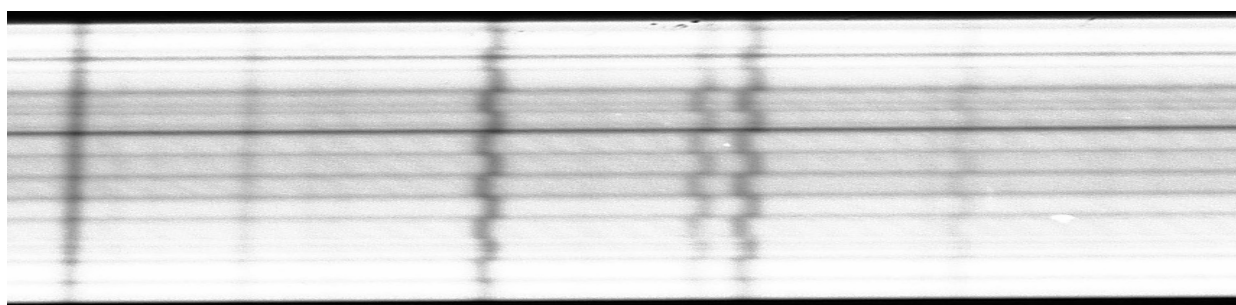
Магнитные поля в солнечных пятнах измеряются почти 100 лет (с 1908 г.), однако и по сей день остаются весьма загадочными образованиями на поверхности Солнца. Известно, что магнитная индукция в пятнах составляет, как правило, 210–270 мТл (2100–2700 Гс), и в редких случаях – 400 и даже 500 мТл [1]. Солнечное пятно – весьма неоднородное образование, состоящее как из более светлых, так и более темных мелкомасштабных элементов. Поперечный диаметр таких элементов  $\leq 100$  км. В более темных элементах ожидается более сильное магнитное поле, тогда как в более светлых – более слабое, вплоть до магнитного поля противоположного знака. Верхний предел магнитного поля в пятнах в настоящее время неизвестен. Для поиска признаков присутствия в пятнах каких-то особо сильных полей необходимо тщательно исследовать спектральные особенности, удаленные на большие расстояния  $\Delta\lambda$  от центров магниточувствительных линий ( $\Delta\lambda > 20$  пм, т.е.  $> 0.2$  Å). Это усложняют два обстоятельства: во-первых, весьма сложный, изрезанный молекулярными линиями

спектр тени пятна и, во-вторых, соседние линии-бленды. На практике оказывается, что подобный поиск по одной-двум линиям в спектре (например, FeI 630.15 и 630.25), как правило, приводит к неоднозначным результатам. Очевидно, что для более определенных выводов по этому вопросу необходимо исследовать большее количество линий.

В настоящей работе мы изучаем магнитные поля в двух крупных солнечных пятнах, используя для измерений 50 магниточувствительных линий.

### Материал наблюдений и методика измерений

Изучались эшельные зееман-спектрограммы солнечных пятен 25 марта 1991 г. и 23 июля 2004 г., полученные на горизонтальном солнечном телескопе АО КНУ с анализатором круговой поляризации – четвертьволновой пластинкой и мозаикой Скоморовского [2]. Оба пятна находились недалеко от центра диска, и поэтому магнитное поле в центральной части пятен было близким к продольному. Величина магнитного поля измерялась обычным методом - по смещению "центров тяжести" стоксовых профилей  $I \pm V$  (Рис. 1). Были использованы линии различных элементов (в т.ч. линии FeI, FeII, NiI, VI), имеющие факторы Ланде  $g$  в пределах от -0.25 до 2.5.



↑ ↑  
FeI 5691.509 NiI 5694.998  
(  $g = 0$  ) (  $g = 1.0$  )

**Рис. 1.** Фрагмент Зееман-спектрограммы, полученной с мозаикой Скоморовского [2], который показывает расщепление магниточувствительных линий в диапазоне длин волн  $\lambda = 5691\text{-}5698 \text{ \AA}$  в спектре пятна 25 марта 1991 г. Видно, что некоторые линии имеют значительное магнитное расщепление. Наиболее интенсивная линия, которая здесь не расщеплена – солнечная “немагнитная” линия FeI 5691,509 ( $g = 0$ ).

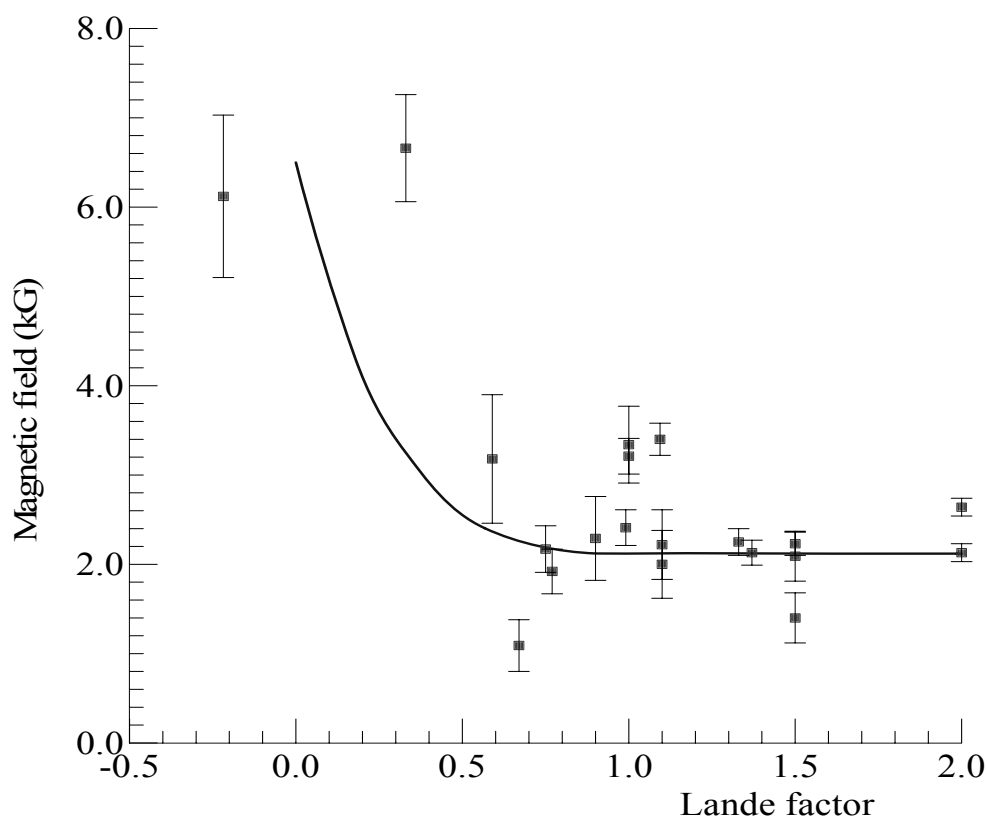
Для максимально точного измерения смещений в спектре, обусловленных эффектом Зеемана, спектры сканировались на компьютерном сканере с разрешением 2400 пикселей/дюйм, изображения этих сканов увеличивались примерно в 100 раз по сравнению с оригиналом (т.е. спектрограммой), и лишь затем находилась величина магнитного расщепления  $\Delta\lambda_H$ .



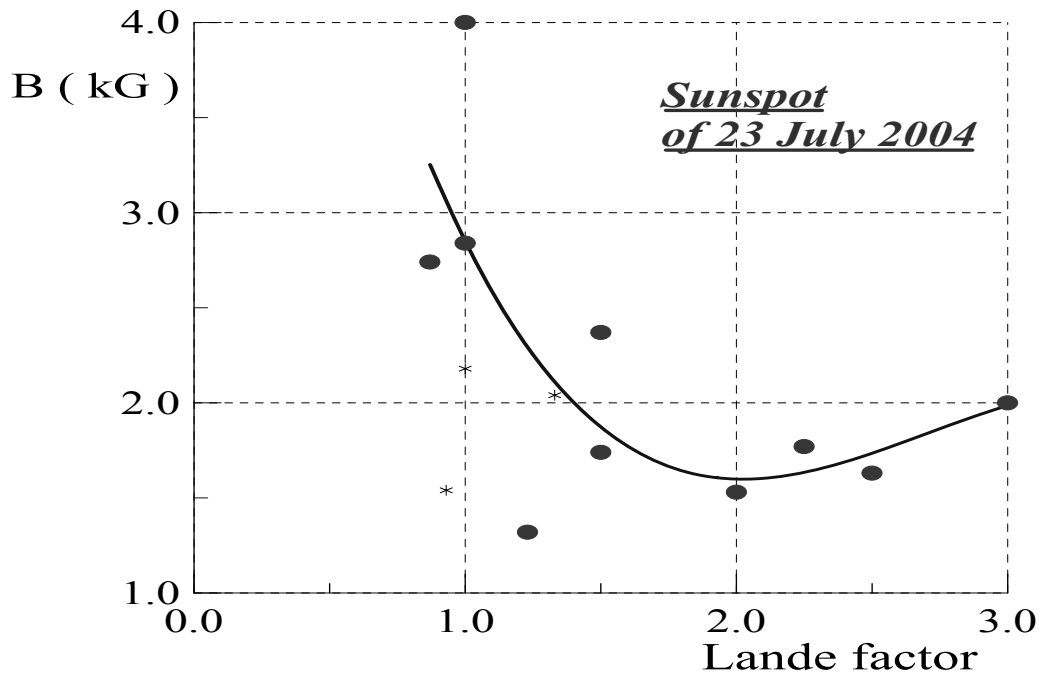
Для оценки влияния эффекта Эвершеда и турбуленции в спектрографе измерялись видимые смещения в соседних полосках мозаики также немагниточувствительных и теллурических линий. Оказалось, что влияние обоих этих эффектов относительно невелико, менее 0.4 пм (4 мÅ), что для линии FeI 6302.5 (ее фактор Ланде  $g = 2.5$ ) обуславливает ошибку  $\pm 40$  Гс, а для линии с фактором  $g = 0.25$  – примерно  $\pm 400$  Гс. Для уменьшения случайных ошибок измеренные спектральные смещения усреднялись по участку  $\approx 25$ –30 сек. дуги, соответствующему 4–5 полоскам поляризационной мозаики. Все приведенные ниже данные относятся к тени указанных пятен.

### Зависимость измеренных напряженностей от фактора Ланде

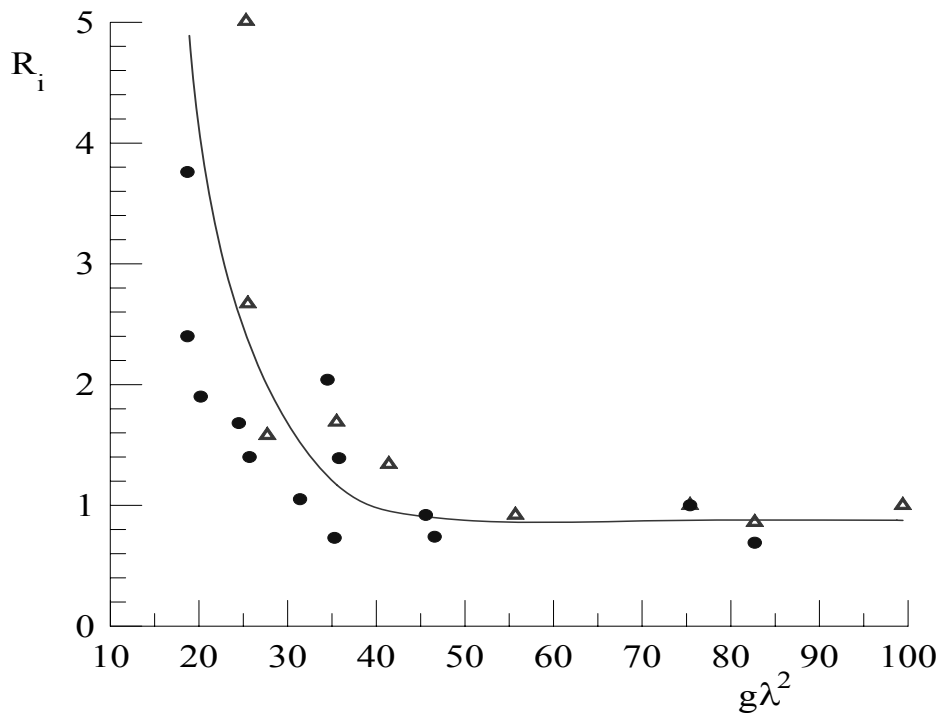
Сопоставление всех данных для одного и того же места в картинной плоскости показало, что измеренные напряженности в пятнах весьма различны по разным линиям – от 120 до 650 мТл. Для обоих пятен намечается рост измеренного поля при уменьшении фактора Ланде (Рис. 2, 3). Подобная зависимость найдена раньше для непятенных областей (Рис. 4).



**Рис. 2.** Сопоставление измеренных напряженностей на зависимости от фактора Ланде для пятна 25 марта 1991 г.



**Рис. 3.** То же, что и на Рис. 2, но для пятна 23 июля 2004 г.



**Рис. 4.** Зависимость относительной напряженности  $R_i$  от фактора  $g\lambda^2$ : точки по данным магнитографических наблюдений [3] фотосферных магнитных полей, треугольники – по данным [4] фотографических наблюдений (в параметре Стокса  $I$ ) слабых вспышек. Для сравнения этого рисунка с двумя предыдущими следует учесть, что абсцисса  $g\lambda^2 = 40$  примерно соответствует значению  $g = 1.5$ .

В работе [4] показано, что такой вид зависимости, как на Рис. 4, возникает при наличии пространственно неразрешимых магнитных элементов с индукцией около 1 Тл (10 кГс), погруженных в более слабое фоновое по-

ле. Очевидно, что и в случае двух исследованных пятен причина может быть аналогичной, хотя величина магнитного поля в мелкомасштабных элементах может быть несколько иной. Действительно, из Рис. 2 видно, что резкий рост измеренного поля начинается при значениях  $g$  менее 0.5, т.е. примерно при  $g\lambda^2 < 20$  на Рис. 4. Согласно нашим расчетам, это соответствует индукции примерно 1.6 Тл в мелкомасштабной компоненте тени пятна.

В то же время, нельзя не отметить значительный разброс значений поля по линиям, имеющим примерно одинаковые факторы Ланде. Для линий с  $0.5 < g < 1.0$  этот разброс в целом меньше, чем для линий с  $-0.25 < g < 1.0$ . Интересно, что наибольшее расхождение данных возникает из-за двух линий, FeI 6093.66 и 6094.419, имеющих наименьшие факторы Ланде,  $g_{LS} = 0.33$  и  $-0.25$ , соответственно. У второй линии эмпирический фактор Ланде равен  $g_{lab} = -0.218$  [5], так что не возникает сомнений относительно правильности калибровки магнитных расщеплений у величинах напряженностей или индукции поля. Исследование теллурических и немагниточувствительных линий показывает, что найденные по этим линиям очень высокие измеренные поля (около 0.6 Тл) не связаны с инструментальными причинами.

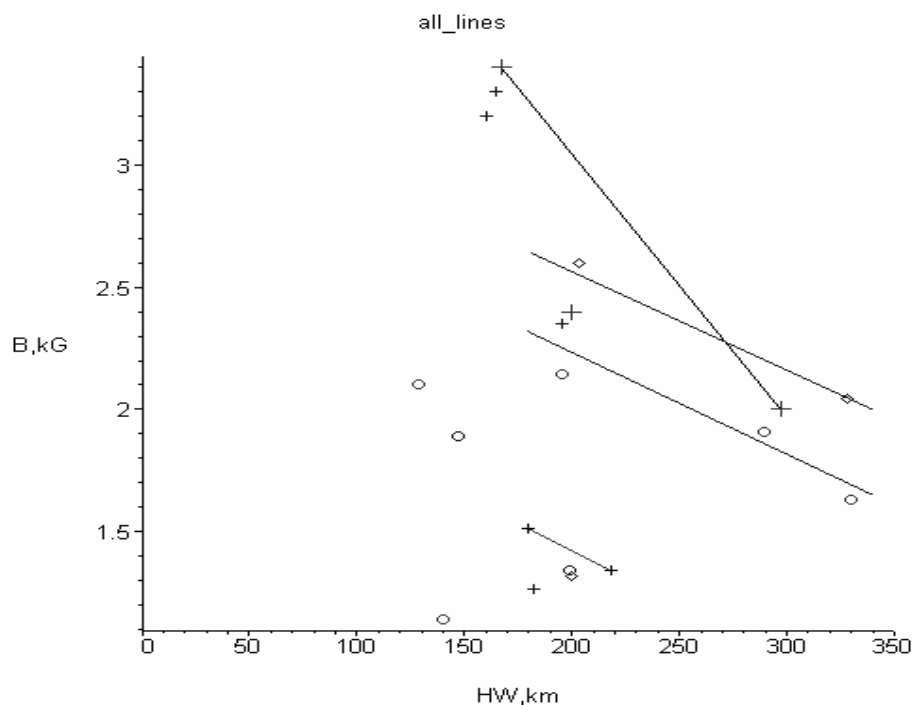
Наиболее загадочно то, что линия FeI 6094.419 с отрицательным фактором Ланде расщепляется на полученных нами спектрах так, будто у нее положительный фактор Ланде. Но ведь лабораторное определение ее фактора Ланде ( $g_{lab} = -0.218$ ) исключает, казалось бы, всякие сомнения насчет величины и полярности магнитного поля. Остается, по-видимому, только такая возможность: существенная неоднородность магнитного поля в пятне, вплоть до изменения знака полярности магнитного поля.

### Высотный градиент магнитного поля

В рассмотренных нами случаях определенную роль должна играть высота формирования линии. Чтобы учесть это влияние, а также зависимость от фактора Ланде, все линии были разбиты на несколько групп так, чтобы в каждой из них были только линии с практически одинаковыми факторами Ланде, но разными глубинами формирования в атмосфере Солнца  $H_w$ . Последние были взяты из работы [6] для спокойной фотосферы. В данном случае это не принципиально: ясно, что высоты формирования в пятне должны быть иными, чем в фотосфере, однако порядок залегания линий по высоте, а также приближенные пропорции в соотношении разностей высот линий должны сохраняться.

Как видно из Рис. 5, полученные данные свидетельствуют об отрицательном высотном градиенте магнитного поля, величиной около  $-5$  Гс /км по большинству линий, точнее по линиям с факторами Ланде более 0.7. Две линии с  $g \approx 0.6$  показывают вдвое больший (по абсолютной величине)

высотный градиент. Найденные эффекты требуют дальнейшего всестороннего изучения с привлечением новых наблюдательных данных.



**Рис. 5.** Зависимость измерений магнитного поля  $B$  от высоты формирования линии  $H_W$ . Прямыми линиями соединены наиболее сопоставимые значения, относящиеся к линиям одного химического элемента и одинаковой степени ионизации.

### Литература

1. **Обридко В.Н.** Солнечные пятна и комплексы активности. - М.: Наука, 1985. - 256 с.
2. **Скоморовский В.И.** Исслед. по геомагнетизму, аэронамии и физике Солнца, Вып. 26. - М.: Наука.- 1974.- С. 220-221.
3. **Gorasyuk S.I., Kotov V.A., Severny A.B., Tsap T.T.** Solar Phys.- 1973.- Vol. 31, No. 2.- P. 307- 316.
4. **Лоцицкий В.Г.** Physica Solariter., Potsdam.- 1980.- No. 14.- P.88-94.
5. **Земанек Е.Н., Стефанов А.П.** Вестник Киевского ун-та, сер. астрономии .- 1976.- Вып. 18.- С. 20-36.
6. **Э.А. Гуртовенко, Р.И. Костык.** "Фраунгоферов спектр и система солнечных сил осцилляторов". Киев: Наук. Думка, 1989. – 200 с.

**СИЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ:  
ДАННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ  
И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ**

**Лоцицкий В.Г.<sup>1</sup>, Соловьев А.А.<sup>2</sup>, Киричек Е.А.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Астрономическая обсерватория Киевского национального университета  
имени Тараса Шевченко, Киев, Украина*

<sup>2</sup>*Главная астрономическая обсерватория Российской Академии  
Наук в Пулково, С.-Петербург, Россия*

**STRONG MAGNETIC FIELDS IN SOLAR FLARES:  
DATA OF SPECTRAL OBSERVATIONS  
AND THEORETICAL MODELS**

**Lozitsky V.G.<sup>1</sup>, Soloviev A.A.<sup>2</sup>, Kirichek E.A.<sup>2</sup>**

<sup>1</sup>*Astronomical Observatory of the Kyiv Shevchenko National University,  
Kyiv, Ukraine*

<sup>2</sup>*Main Astronomical Observatory of the Russian Academy of Sciences  
in Pulkovo, St.-Peterburg, Russia*

**Abstract**

*Spectral observations of the solar flares carried out with the Echelle spectrograph of the horizontal solar telescope of the Astronomical Observatory of Kyiv Shevchenko National University are presented. It was shown that following main effects occur in bright flare knots: 1) short-time ( $\leq 5-10$  min) magnetic field intensification during peak phase of flares, 2) presence of strong subtelescopic magnetic fields of opposite polarity, 3) non-monotonous magnetic field distribution on dependence "field strength vs. height in photosphere", and 4) superstrong ( $\sim 10^4$  G) magnetic fields in the most powerful flares. We discuss some theoretical models which could explain above named peculiarities.*

**Введение**

Солнечные вспышки являются исключительно мощными и нестационарными процессами в солнечной атмосфере, охватывающими большой диапазон высот, от фотосферы до короны. В настоящее время не вызывает сомнений, что источником энергии вспышек являются магнитные поля на Солнце. На это указывает тесная связь вспышек с магнитными полями, а также простые энергетические оценки объемной плотности различных видов энергии в солнечной атмосфере, показывающие, что только энергия магнитного поля величиной в несколько килогаусс (т.е.  $10^{-1}$  Тл) может обеспечить наблюдаемую длительность энерговыделения вспышек [1].

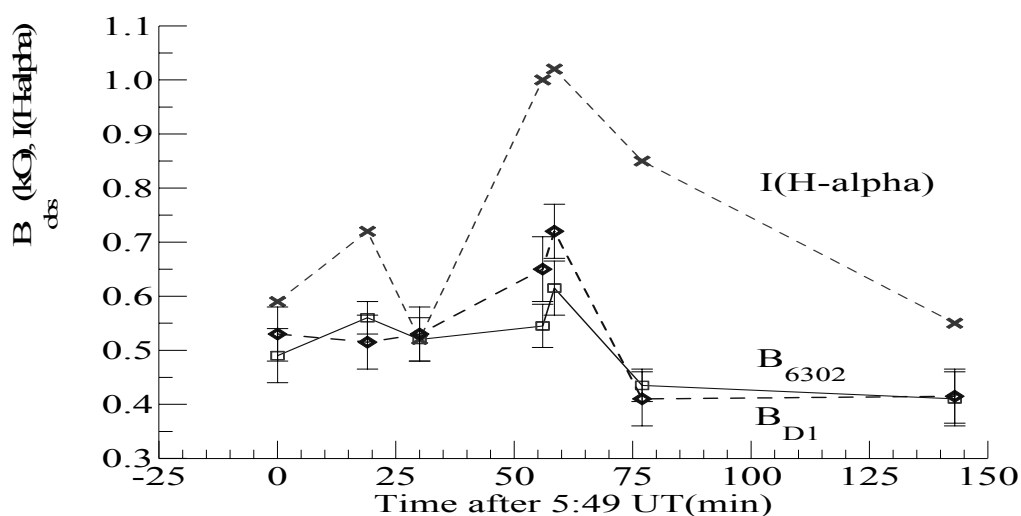
Для уточнения физических моделей солнечных вспышек требуются надежные наблюдательные данные о магнитных полях непосредственно в

местах возникновения вспышек. Наиболее адекватными здесь являются методы измерений, основанные на данных обо всей форме профиля магниточувствительной линии. Таковыми являются измерения с инструментами типа стокс-метра, а также традиционные спектральные наблюдения с анализаторами поляризации излучения. Преимуществом таких наблюдений (перед магнитографическими) является то, что они позволяют исследовать неоднородность магнитного поля по глубине, используя спектральные линии с различной глубиной образования.

В настоящей работе мы анализируем наиболее характерные особенности магнитных полей в области солнечных вспышек, следующие непосредственно из спектральных наблюдений, и обсуждаем возможные теоретические модели таких полей.

### Усиление магнитного поля в максимуме вспышки

Этот эффект наблюдался как для продольного магнитного поля  $B_{\parallel}$ , так и для модуля магнитного поля  $B$  в мелкомасштабных структурах [2, 3]. Наиболее характерный пример соответствующих изменений продольного магнитного поля  $B_{\parallel}$  и яркости  $I$  в линии  $H\alpha$  во вспышке представлен на Рис. 1. Здесь сопоставлены данные для фотосферной линии FeI 6302.5 и хромосферной линии  $D_1NaI$ . Обращает на себя внимание тесная корреляция флуктуаций яркости в  $H\alpha$  и магнитных полей как на фотосферном уровне (линия FeI 6302.5), так и на хромосферном (линия  $D_1NaI$ ). В изменениях магнитных полей видны два эффекта: а) резкий рост поля в максимуме вспышки и б) дефицит магнитной энергии после ее максимальной фазы. Поскольку, в отличие от магнитографических данных, эти результаты получены непосредственно из измерений зеемановских сдвигов, они не зависят от яркости вспышечной эмиссии и отражают реальные изменения магнитного поля во вспышке.



**Рис. 1.** Эволюционные изменения магнитного поля  $B_{\parallel}$  и эмиссии в линии  $H\alpha$  во вспышке 26 июня 1981 г. По оси ординат приведена величина магнитного поля в кГс.

Интересно также, что “всплеск” магнитного поля в хромосфере (линия  $D_1 \text{ NaI}$ ) оказался более сильным, чем в фотосфере (линии  $\text{FeI}$ ). Это свидетельствует в пользу достоверности полученных данных и дает основания предполагать, что наиболее существенные и связанные со вспышкой изменения магнитного поля происходят не в фотосфере, а все-таки в более высоких слоях.

### **Сильные поля противоположной полярности**

Одновременные измерения магнитного поля по линиям с практически одинаковой глубиной формирования, но разными факторами Ланде (напр.  $\text{FeI } 6301.5$  и  $6302.5$ ,  $g = 1.67$  и  $2.5$ , соответственно) являются простым тестом на наличие пространственно неразрешимых структур с сильными магнитными полями и значительным фактором заполнения. Если в пределах эквивалентной площади входной щели инструмента имеются лишь слабые и умеренные поля ( $B < 50-100$  мТл), то измеренные напряженности по указанным линиям должны быть примерно одинаковыми:  $B_{\text{eff}}(6301) \approx B_{\text{eff}}(6302)$ . В действительности же, вне пятен и вспышек обычно наблюдается соотношение  $B_{\text{eff}}(6301) > B_{\text{eff}}(6302)$ . В частности, в фотосферной сетке [4]  $B_{\text{eff}}(6301)/B_{\text{eff}}(6302) = 1.1-1.3$ . Это указывает на то, что даже в сугубо спокойных областях вне пятен имеются пространственно неразрешимые магнитные элементы с напряженностью 130-150 мТл. Магнитная полярность таких элементов должна совпадать с полярностью фонового поля.

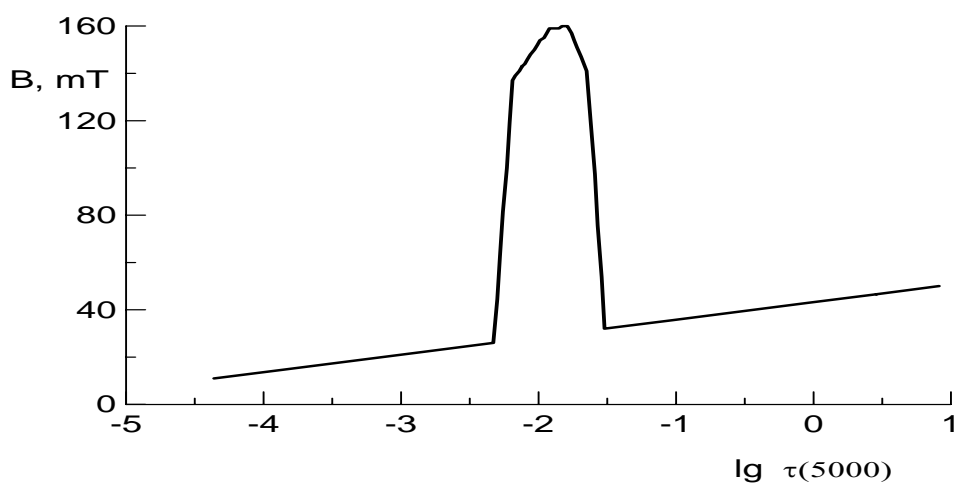
Совсем иная ситуация отмечена во вспышках: здесь найдено  $B_{\text{eff}}(6301)/B_{\text{eff}}(6302) = 0.6 \div 1.0$  [5]. Это возможно при наличии сильных мелкомасштабных полей противоположной полярности. Спектральные наблюдения показывают, что даже если какой-то вспышечный узелок проектируется на магнитограмме на область только одной полярности, в действительности в этом месте имеется тесный (пространственно неразрешимый) контакт сильных магнитных полей с противоположными полярностями.

### **Немонотонное распределение магнитного поля с высотой**

Для нескольких вспышек отмечен еще один интересный эффект: магнитное поле (в местах ярких вспышечных узелков) достигает максимальных напряженностей не глубоко в фотосфере, а гораздо выше – в верхней фотосфере или зоне температурного минимума [3,6]. Один из удивительных примеров такой резкой концентрации магнитного поля представлен на Рис. 2 для вспышки 19 июля 2000 г балла  $M6.4/3N$ .

По оси абсцисс здесь дана оптическая толщина  $\tau$  (5000), а по оси ординат – величина магнитного поля  $B$ , найденная из сопоставления наблюдаемых и теоретических профилей 10 магниточувствительных линий. Мы видим, что на фоне постепенного падения магнитного поля с высотой (т.е.

обычного отрицательного его градиента) отмечается резкое усиление напряженности в тонком слое толщиной всего  $\approx 90$  км. Магнитная индукция здесь возрастает скачкообразно примерно в 8 раз !



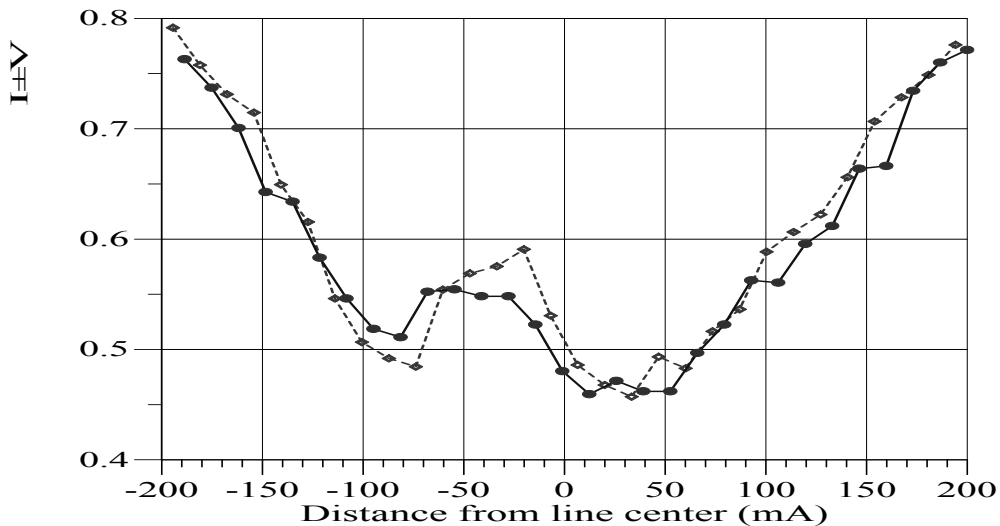
**Рис. 2.** Распределение магнитного поля  $B$  с высотой во вспышке 19 июля 2000 г. Оптической толще  $\lg \tau(5000) = 0$  соответствует основание фотосферы (условно – нулевая высота), а  $\lg \tau(5000) = -3.5$  – зона температурного минимума, соответствующая высоте примерно 500 км.

Несмотря на значительную величину этого эффекта, следует отметить, что действительные изменения поля могут быть еще больше. Фактически, из любых наблюдательных данных мы находим некий нижний предел истинных значений локальных параметров. Причина здесь тривиальна: при наблюдениях происходит усреднение данных по площади и по глубине формирования линии, при котором участки с экстремально высокими значениями физических параметров, имеющие невысокий фактор заполнения, становятся как бы «невидимыми». Поэтому и представленное на Рис. 2 распределение, вероятно, сильно сглажено вследствие того, например, что каждая спектральная линия имеет эффективную толщину формирования порядка 50-100 км – близкую к ширине самого максимума на рисунке. Для оценки пиковых значений магнитных индукций целесообразно использовать другие методы [7], основанные на использовании предельно слабочувствительных к магнитному расщеплению спектральных линий.

### Сверхмощные магнитные поля

Новые важные наблюдательные данные к проблеме сверхмощных ( $\sim 10^4$  Гс) магнитных полей получены недавно благодаря наблюдениям в АО КНУ [8] исключительно мощной солнечной вспышки 28 октября 2003 г. балла X17.2/4В (Рис. 3).





**Рис. 3.** Профили Стокса  $I \pm V$  линии FeI 5434.5 ( $g = -0.014$ ) во вспышке 28 октября 2003 г.

В этой вспышке также выявлено и немонотонное распределение магнитного поля с высотой, и эффекты присутствия сильных субтелескопических полей противоположной полярности. Исследование профилей Стокса  $I \pm V$  линии FeI 5434.5 ( $g = -0.014$ ) показало, что и в этой вспышке имеются спектральные эффекты (достоверное расщепление эмиссионных пиков в этой линии, их характерная асимметрия), указывающие на поля величиной в 2–9 Тл. Таким образом, полученные ранее в работе [7] выводы находят новые наблюдательные подтверждения.

### Теоретическая модель

Из приведенных выше наблюдательных данных следует, что области сильной концентрации магнитного поля во вспышках должны быть весьма мелкомасштабными ( $\leq 100$  км) не только в горизонтальном направлении [3], но и по высоте. Это, по-видимому, не могут быть какие-то длинные силовые трубки, пронизывающие всю фотосферу. Условие мелкомасштабности поля одновременно в двух сечениях (в горизонтальном и по высоте) оставляет как более вероятную иную возможность: конфигурацию типа магнитного шара или клубка силовых линий. Следует учесть, что в этом клубке должны быть поля противоположной полярности. Величина поля в конфигурации за время порядка 5–10 мин. усиливается в несколько раз, достигая значений в 2–9 Тл или выше. Суммируя эти признаки, мы склоняемся к выводу, что наиболее приемлемой МГД моделью таких полей является модель магнитного вихря [9]. Она интересна тем, что не только вполне удовлетворительно соответствует наблюдениям, но и предсказывает сингулярные состояния, при которых напряженность магнитного поля возрастает практически до бесконечности. Очевидно, что дальнейшие экспе-

риментальные и теоретические исследования таких структур – одна из наиболее интересных и актуальных проблем современной гелиофизики.

### Литература

1. **Северный А.Б.** Некоторые проблемы физики Солнца.- М.: Наука, 1988.- 224 с.
2. **Lozitsky V.G., Lozitska N.I., Lozitsky V.V., Baranyi T., Ludmany A., Mező Gy.,** Proc. 9<sup>th</sup> Europ. Meeting on Solar Physics. Florence, Italy: ESA Sp-448.- 1999.- P.853-858.
3. **Lozitsky V.G., Baranovsky E.A., Lozitska N.I., Leiko U.M.,** Solar Physics.- 2000.- Vol.191, № 1.- P.171-183.
4. **Cerdena D., Almeida J.S., Kneer F.** Astron. Astrophys. – 2003. – Vol. 407. – P.741–757.
5. **Лозицкий В.Г., Лозицкий В.В.** Вісник. Київський ун-т ім. Т.Шевченка. Астрономія.- 2005.- Вип. 41–42.- С.7-12.
6. **Kurochka E.V., Lozitsky V.G.** Kinematics and Physics of Celest. Bodies, Suppl., – 2005, № 5. – С.143–145.
7. **Лозицкий В.Г.** Кинематика и физика небес. тел.- 1993.- Т.9, №3.- С.23-32.
8. **Lozitsky V.G., Lozitska N.I.** Kinematics and Physics of Celest. Bodies, Suppl., – 2005, № 5. – С.148–150.
9. **Соловьев А.А.** Астрономический журнал. – 1998. – Т. 75. – С.783.

## **КОЛЕБАНИЯ НЕОДНОРОДНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ**

**Михаляев Б.Б.**

*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

## **OSCILLATIONS OF NONUNIFORM CORONAL LOOPS**

**Mikhalyaev B.B.**

*Kalmyk State University, Elista, Russia*

### **Abstract**

*The model of the nonuniform coronal loop as a magnetic tube with the shell is suggested. Only azimuthal magnetic field there is in the shell. Such configuration is according to Parker's point of view on the character of the coronal loops evolution. The dispersion equation and the damping rate for the kink mode are derived in the thin tube approximation. Applications of these results to the problem of the fast damping of transverse oscillations of the coronal loops are discussed.*

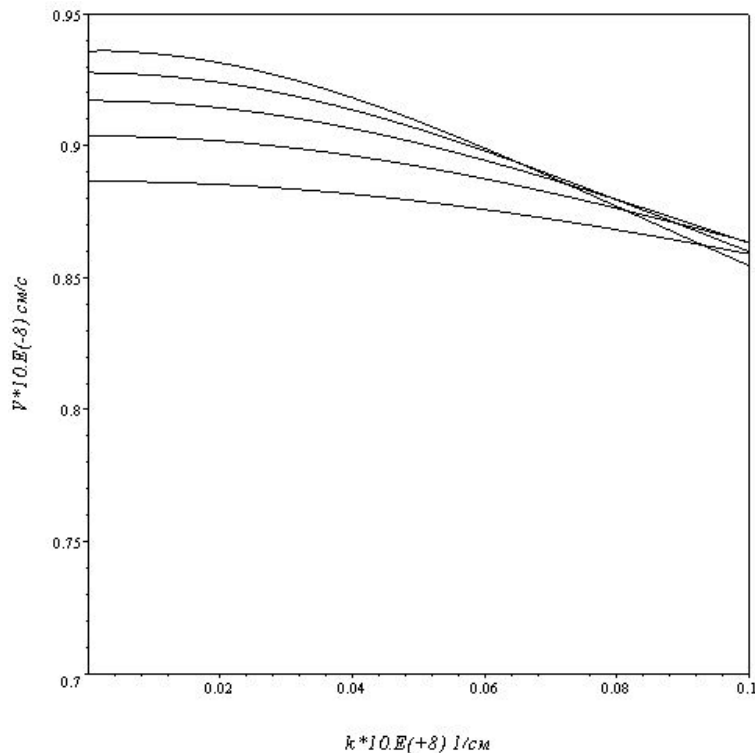
Сложная структура солнечной короны, состоящей из множества тонких магнитных петель, делает необходимым развитие различных теоретических моделей магнитных трубок с целью адекватного определения параметров корональной плазмы [1]. До настоящего времени в корональной сейсмологии используется простая модель, в которой магнитное поле однородно и направлено вдоль оси трубки. Однако есть достаточно свидетельств в пользу того, что магнитное поле в корональных петлях имеет также и азимутальную составляющую. Для определения характера магнитного поля в петлях Паркер [2] рассматривал задачу квазистатической эволюции магнитной трубки, поднимающейся в корону из более плотных областей атмосферы. Его основной вывод состоит в следующем: в короне магнитная трубка расширяется, при этом продольная составляющая поля концентрируется вблизи оси трубки, а азимутальная - на ее периферии. Таким образом, согласно Паркеру, корональная магнитная трубка состоит из центральной части с преимущественно продольным полем и оболочки с преимущественно азимутальным полем. Для ее моделирования нами рассмотрена двойная магнитная трубка, состоящая из плотного цилиндрического шнура с чисто продольным полем и окружающей его оболочки с чисто азимутальным полем.

Радиус трубки обозначим через  $a$ , радиус шнура через  $b$ . Плотность плазмы в шнуре  $\rho_{0i}$  отличается от плотности  $\rho_{0m}$  в оболочке. Магнитное поле в шнуре  $B_{0i}$ , в оболочке  $B_{\varphi} = B_0/\alpha r$ , где  $r$  есть расстояние до оси,  $\alpha$ -масштабный параметр. Трубка находится во внешнем однородном поле с индукцией  $B_{0e}$ , плотность внешней плазмы  $\rho_{0e}$ . Шнур считается плотным,

то есть  $\rho_{0i} > \rho_{0e}$ . В корональных условиях, пренебрегая газовым давлением, условие равновесия трубки можно записать в виде

$$\rho_{0i} V_{Ai}^2 = \rho_0 V_{Am}^2 / \alpha^2 b^2, \quad \rho_{0e} V_{Ae}^2 = \rho_0 V_{Am}^2 / \alpha^2 b^2,$$

где  $V_{Ai}^2 = B_{0i}^2 / 4\pi\rho_{0i}$ ,  $V_{Am}^2 = B_0^2 / 4\pi\rho_{0m}$ ,  $V_{Ae}^2 = B_{0e}^2 / 4\pi\rho_{0e}$ . Данные соотношения устанавливают связь между параметрами трубки и используются далее при решении дисперсионного уравнения и определении коэффициента затухания.



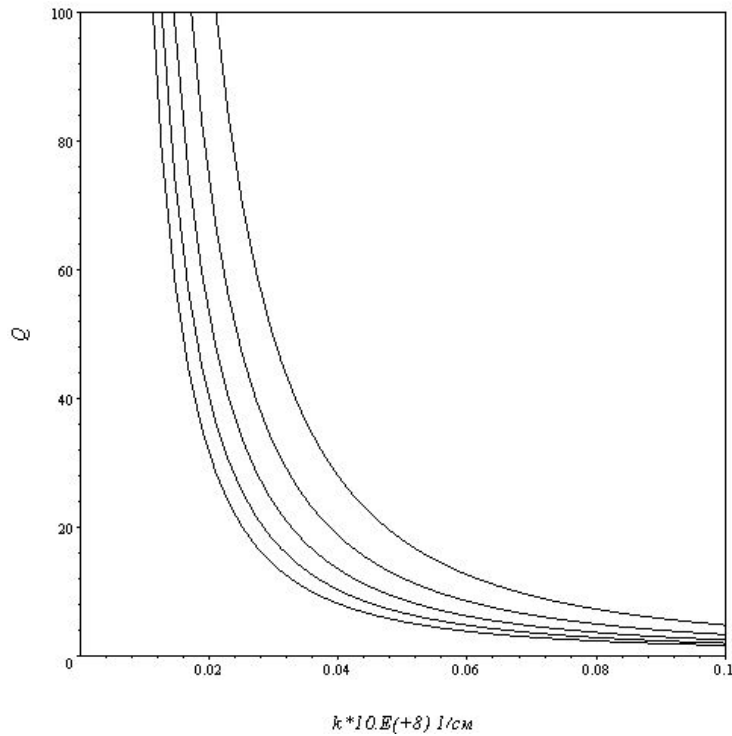
**Рис. 1.** Дисперсионные кривые изгибной моды, излучаемой трубкой, для нескольких значений радиуса трубки.

Кривые располагаются по вертикали снизу вверх в порядке возрастания радиуса.

Основная трудность изучения колебаний двойной трубки состоит в построении аналитических решений линеаризованных уравнений МГД в оболочке, где равновесное магнитное поле неоднородно. Ситуация упрощается, если рассматривать приближение тонкой трубки, то есть рассматривать возмущения, длина волны которых много больше радиуса трубки. В этом случае можно воспользоваться приближенными выражениями для линейно независимых решений, что позволяет получить приближенное дисперсионное уравнение для изгибных возмущений корональных петель в виде [3]

$$\alpha^2 a^2 b^2 (a^2 - b^2) \rho_{0i} (\omega^2 - V_{Ai}^2 k^2) \rho_{0i} (\omega^2 - V_{Ai}^2 k^2) = 2\rho_0 V_{Am}^2 (b^2 \rho_{0i} (\omega^2 - V_{Ai}^2 k^2) + a^2 \rho_{0i} (\omega^2 - V_{Ai}^2 k^2)).$$

Решение данного уравнения представляет собой нулевое приближение частоты, величина  $k$  есть продольное вдоль оси трубки волновое число. Из двух имеющихся здесь собственных мод рассматриваемому приближению соответствует только одна. Она имеет фазовую скорость, превосходящую альвеновскую скорость во внешнем окружении, и соответственно излучается трубкой в окружающее пространство. Дисперсионные кривые этой моды изображены на рис. 1.



**Рис. 2.** Зависимость добротности изгибных колебаний от волнового числа при различных значениях радиуса трубки. Кривые располагаются снизу вверх в порядке убывания радиуса.

Излучение трубкой быстрой магнитозвуковой волны является причиной затухания колебаний трубки, поэтому в первом приближении частота принимает комплексное значения, которые мы запишем в виде  $\omega = \omega_0(1 + \varepsilon)$ . Величина  $-\omega_0 \text{Im}\varepsilon$  дает коэффициент затухания, а отношение  $-1/2\text{Im}\varepsilon$  дает добротность колебаний. Обе величины определяются из равенства

$$8\omega_0^2 \text{Im}\varepsilon \{ \alpha^2 a^2 b^2 (a^2 - b^2) \rho_{0e} \rho_{oi} (2\omega_0^2 - V_{Ae}^2 k^2 - V_{Ai}^2 k^2) - 2\rho_0 V_{Am}^2 (\alpha^2 a^2 \rho_{0e} + \alpha^2 b^2 \rho_{oi}) \} + \\ + \pi k_e^2 a^2 \{ \alpha^4 a^2 b^2 (a^2 - b^2) \rho_{0e} \rho_{oi} (\omega_0^2 - V_{Ae}^2 k^2)(\omega_0^2 - V_{Ai}^2 k^2) - 2\rho_0 V_{Am}^2 (\alpha^2 a^2 \rho_{0e} (\omega_0^2 - V_{Ae}^2 k^2) + \\ + \alpha^2 b^2 \rho_{oi} (\omega_0^2 - V_{Ai}^2 k^2)) \} = 0.$$

Здесь  $k_e^2 = (\omega_0^2 - V_{Ae}^2 k^2)(\omega_0^2 - C_{se}^2 k^2) / (\omega_0^2 (V_{Ae}^2 + C_{se}^2) - V_{Ae}^2 C_{se}^2 k^2)$ , а  $C_{se}$  есть скорость звука в окружающей среде.

Выберем характерные для солнечной короны значения скоростей  $V_{Ae} = 700$  км/с,  $C_{se} = 100$  км/с. Пусть плотность плазмы в шнуре в пять раз

превосходит плотность в окружающей короне,  $\rho_{0i}=5\rho_{0e}$ , а характерное значение плотности в оболочке равно  $\rho_0=5\rho_{0e}$ . Будем рассматривать колебания трубки на основной моде, считая  $k=\pi/L$ , где  $L$  есть длина трубки. Из рис. 2. видно, что с увеличением длины добротность колебаний растет, она увеличивается со значения 19.7 до 84.9 при изменении длины с 110 тыс. км до 230 тыс. км. При этом период колебаний меняется от 239 с до 497 с. Добротность и период увеличиваются с ростом радиуса шнура. Если  $b$  меняется от 1 до 4 тыс. км при длине трубки в 130 тыс. км, то добротность меняется от 18.1 до 190.0, а период – от 270 до 328 секунд. Во всех случаях альвеновская скорость в оболочке равна 939 км/с.

Полученные результаты показывают, что наблюдающееся при помощи космического аппарата TRACE быстрое затухание поперечных колебаний корональных петель [4] можно пытаться объяснить излучением петлями быстрых магнитозвуковых волн. При таком подходе нет необходимости привлекать диссипативные эффекты, и можно оставаться в рамках идеальной магнитной гидродинамики. Полученные периоды соответствуют наблюдающимся периодам, характерным для пятиминутных колебаний. Рассчитанная альвеновская скорость в оболочке близка к корональным значениям. Малоудовлетворительным можно считать большие значения радиуса трубки, для подходящей добротности (порядка десяти) радиус должен составлять десятую часть длины трубки. Такие значения соответствуют довольно толстым трубкам. Наблюдаемая толщина трубок меньше длины на два порядка. Следует отметить, что, возможно, наблюдается не вся трубка, а только ее центральная часть – шнур, обладающий высокой плотностью.

### Литература

1. *Roberts B.*// Solar Phys. 2000. V.193. P.139.
2. *Паркер Е.* Космические магнитные поля. Том 1. М.: Мир, 1982. С.239.
3. *Михаляев Б.Б.*// Письма в Астрон. журнал. 2005. Т. 31. №6. С.456.
4. *Nakariakov V.M., Ofman L., DeLuca E.E., Roberts B.*// Science. 1999. V.285. P. 862.

## КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

**Михаляев Б.Б.**

*Калмыцкий государственный университет*

## THE OSCILLATIONS OF SOLAR ACTIVE REGIONS

**Mikhalyaev B.B.**

*Kalmyk State University, Elista, Russia*

### Abstract

*The eikonal method is used for investigation of eigen modes of solar active regions. The spectrum of the eigen Alfvén and fast magnetosonic modes are derived. The results of the work are compared with the results obtained earlier by the Oliver and Ballester group [1-2].*

В современной корональной сейсмологии принято считать, что наблюдающиеся осцилляции излучения в различных диапазонах связаны с магнитогидродинамическими волнами в корональных магнитных петлях. Следует, однако, иметь в виду, что в короне могут существовать колебания другого типа, глобальные собственные колебания активных областей. Эта область корональной физики в последние годы разрабатывается группой Оливера-Баллестера [1-2]. Ими созданы специальные численные схемы применительно к полям определенного вида, при помощи которых удалось найти спектры колебаний в различных, потенциальном и непотенциальных, магнитных полях. В настоящей работе используется аналитический метод, основанный на приближении геометрической акустики.

Решения линеаризованных уравнений идеальной МГД ищутся в виде  $f(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}, t)\exp(iS(\mathbf{r}, t))$ , где  $A$  есть медленно меняющаяся амплитуда, а экспонента - быстроосциллирующий множитель. Показатель называется эйконалом и в задачах о собственных колебаниях берется в виде  $S(\mathbf{r}, t) = \omega(\tau(\mathbf{r}) - t)$ . Для МГД-волн он удовлетворяет уравнениям

$$1 - \frac{1}{4\pi\rho_0}(\mathbf{B}_0, \nabla\tau)^2 = 0, \quad (1)$$

$$1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\gamma P_0}{\rho_0} + \frac{\mathbf{B}_0^2}{4\pi\rho_0}\right)(\nabla\tau)^2 \pm \frac{1}{2}\sqrt{\left(\frac{\gamma P_0}{\rho_0} + \frac{\mathbf{B}_0^2}{4\pi\rho_0}\right)^2 - \frac{\gamma P_0}{\rho_0} \frac{(\mathbf{B}_0, \nabla\tau)^2}{4\pi\rho_0}}(\nabla\tau)^4 = 0. \quad (2)$$

Уравнение (1) определяет эйконал альвенвской волны, уравнение (2) – магнитозвуковых, знаки плюс и минус выбираются соответственно для быстрой и медленной волн. В пределе малых плазменных  $\beta$  эйконал быстрой магнитозвуковой волны удовлетворяет уравнению

$$1 - \frac{\mathbf{B}_0^2}{4\pi\rho_0}(\nabla\tau)^2 = 0. \quad (3)$$

Критерием применимости приближения является условие, чтобы длина волны была много меньше характерного масштаба равновесной конфигурации  $l_0$ , то есть приближение геометрической оптики допустимо для описания коротковолновых возмущений. Если  $v_{A0}$  и  $c_{s0}$  есть характерные значения ее альвеновской и звуковой скоростей, тогда частота должна удовлетворять условиям  $1/\omega \ll l_0/v_{A0}$ ,  $1/\omega \ll l_0/c_{s0}$ . Для альвеновской волны в нулевом приближении получаются следующие выражения скорости, поля и давления:

$$\mathbf{v}_0 = A(\nabla\tau \times \mathbf{B}_0), \quad \mathbf{b}_0 = -A(\mathbf{B}_0 \nabla\tau)(\nabla\tau \times \mathbf{B}_0), \quad p_0 = 0, \quad (5)$$

где коэффициент  $A$  находится из уравнения

$$((\nabla \times \mathbf{b}_0) \times \mathbf{B}_0 + (\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{b}_0 - (\mathbf{B}_0 \nabla\tau) \nabla \times (\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0))(\nabla\tau \times \mathbf{B}_0) = 0. \quad (6)$$

Для магнитозвуковых волн имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_0 &= A \left( D_{\pm} \nabla\tau - \frac{(\nabla\tau)^2}{4\pi\rho_0} (\mathbf{B}_0 \nabla\tau) \mathbf{B}_0 \right), \quad \mathbf{b}_0 = AD_{\pm} \left( (\nabla\tau)^2 \mathbf{B}_0 - (\mathbf{B}_0 \nabla\tau) \nabla\tau \right), \\ p_0 &= A\gamma P_0 (\nabla\tau)^2 \left( D_{\pm} - \frac{(\mathbf{B}_0 \nabla\tau)^2}{4\pi\rho_0} \right), \\ D_{\pm} &= \frac{1}{2} \left( \frac{\gamma P_0}{\rho_0} + \frac{\mathbf{B}_0^2}{4\pi\rho_0} \right) (\nabla\tau)^2 \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left( \frac{\gamma P_0}{\rho_0} + \frac{\mathbf{B}_0^2}{4\pi\rho_0} \right)^2 (\nabla\tau)^4 - \frac{\gamma P_0}{\rho_0} \frac{(\mathbf{B}_0 \nabla\tau)^2}{4\pi\rho_0} (\nabla\tau)^2}. \end{aligned} \quad (7)$$

Уравнение для коэффициента  $A$  есть

$$\begin{aligned} &\left( -\frac{1}{\rho_0} \nabla p_0 + \frac{1}{4\pi\rho_0} (\nabla \times \mathbf{b}_0) \times \mathbf{B}_0 + \frac{1}{4\pi\rho_0} (\nabla \times \mathbf{B}_0) \times \mathbf{b}_0 \right) \left( D_{\pm} \nabla\tau - \frac{(\nabla\tau)^2}{4\pi\rho_0} (\mathbf{B}_0 \nabla\tau) \mathbf{B}_0 \right) + \\ &+ \nabla \times (\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}_0) \frac{D_{\pm}}{4\pi\rho_0} \left( (\nabla\tau)^2 \mathbf{B}_0 - (\mathbf{B}_0 \nabla\tau) \nabla\tau \right) - (\gamma P_0 \nabla \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_0 \nabla P_0) \frac{(\nabla\tau)^2}{\rho_0} \left( D_{\pm} - \frac{(\mathbf{B}_0 \nabla\tau)^2}{4\pi\rho_0} \right) = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

Рассмотрим собственные колебания активной области с потенциальным равновесным магнитным полем вида

$$\mathbf{B}_0(\mathbf{r}) = \tilde{B}_0 \exp(-x/l_0) (-\mathbf{e}_x \sin(y/l_0) + \mathbf{e}_y \cos(y/l_0)), \quad \nabla \times \mathbf{B}_0 = 0. \quad (9)$$

Линии поля образуют аркаду, а ось  $z$  - ее ось, а параметр  $l_0$  определяет ее характерные пространственные размеры. В качестве граничного условия на фотосфере ( $x = 0$ ) выберем

$$\mathbf{v}|_{x=0} = 0.$$



Собственные моды выражаются симметричными или антисимметричными функциями вида

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}) = \begin{cases} \mathbf{v}_0 \cos(\omega \tau(\mathbf{r})), & \text{четная мода,} \\ \mathbf{v}_0 \sin(\omega \tau(\mathbf{r})), & \text{нечетная мода.} \end{cases}$$

где эйконал  $\tau(\mathbf{r})$  есть нечетная функция  $y$ . Спектр собственных колебаний будет выражаться формулами

$$\omega_m(y_0) = \frac{k_\tau}{\tau(0, y_0, z)}, \quad k_\tau = \begin{cases} (m + 1/2)\pi, & \text{четная мода,} \\ m\pi, & \text{нечетная мода,} \end{cases} \quad m \gg 1. \quad (10)$$

Колебания сосредоточены вблизи лучей,  $y$  - координаты оснований которых есть  $-y_0$  и  $y_0$ . Лучи с одним и тем же  $y_0$  в направлении оси  $z$  образуют поверхности. Эти поверхности можно назвать поверхностями лучей или поверхностями колебаний. Каждая такая поверхность характеризуется бесконечным дискретным набором частот.

Для альвеновской моды уравнение эйконала (1) дает решение

$$\tau(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{l_0}{v_{A0}} \left( e^{-x/l_0} \cos \frac{y}{l_0} \right)^{\delta/2-1} \Phi \left( \frac{y}{l_0} \right), & \Phi(\xi) = \int_0^\xi (\cos \xi)^{-\delta/2} d\xi, \quad \delta \neq 2, \\ \frac{l_0}{2v_{A0}} \ln \left( \frac{1 + \sin(y/l_0)}{1 - \sin(y/l_0)} \right), & \delta = 2. \end{cases} \quad (11)$$

Здесь величина  $v_{A0} = \tilde{B}_0 / \sqrt{4\pi\tilde{\rho}_0}$  имеет смысл величины альвеновской скорости у основания короны. Подставляя выражение для эйконала (11) в формулу (10), получим спектр собственных колебаний в потенциальном поле (9). В частности, при  $\delta = 0$  получается:  $\omega_m(y_0) = k_\tau v_{A0} \cos(y_0/l_0)/y_0$ . Последняя формула совпадает с формулой спектра, полученной Оливером и др. в аналогичном случае [1]. Спектр в общем случае у них дается приближенной формулой  $\omega_m(y_0) = k_\tau v_{A0} (\cos(y_0/l_0))^{1-\delta/2}$ , что соответствует выбору  $\Phi(y_0/l_0) = y_0/l_0$  в (11). Различие в распределениях плотности проявляется в характере пространственного распределения колебаний: при  $\delta < 4$  колебания локализуются ближе к вершинам арок, а при  $\delta > 4$  - ближе к основаниям.

Для быстрых мод уравнение эйконала (3) дает

$$\tau(\mathbf{r}) = \begin{cases} \frac{l_0}{v_{A0}(\delta/2-1)} e^{(\delta/2-1)x/l_0} \sin \frac{(\delta/2-1)y}{l_0}, & \delta \neq 2, \\ \frac{y}{v_{A0}}, & \delta = 2. \end{cases} \quad (12)$$

Лучи описываются уравнениями

$$\exp(-(\delta/2 - 1)x/l_0)\cos((\delta/2 - 1)y/l_0) = \cos((\delta/2 - 1)y_0/l_0).$$

Из уравнения (3) следует, в пределе малых плазменных  $\beta$  направление распространения БМЗ-волны совпадает с направлением лучей. Если  $\delta < 2$ , лучи своими концами уходят неограниченно вверх, и волны свободно движутся вдоль них в обоих направлениях. В этом случае мы не получаем стоячие волны, и частота принимает произвольные значения, то есть спектр является непрерывным. При  $2 < \delta$  лучи имеют форму арок, причем, если  $2 < \delta < 4$ , получаются кривые, более пологие, чем магнитные арки. В этом случае дискретный спектр будут иметь колебания, локализованные в нижних слоях короны. Нетрудно найти границу их расположения по высоте. Если  $4 < \delta$ , лучи представляют собой более вытянутые арки, и в таком все колебания будут связанными, а их спектр будет чисто дискретным. Данный вывод совпадает с результатами численного решения, полученного Террадасом и др. [2].

#### Литература

1. *Oliver R., Ballester J.L., Hood A.W., and Priest E.R.* // *Astron. Astrophys.* 1993. V.273. P.647.
2. *Terradas J., Oliver R. and Ballester J.L.* // *Astrophys. J.* 1999. V.517. P.488.

## **ЭВОЛЮЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НАД АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ В ПРЕДВСПЫШЕЧНОМ СОСТОЯНИИ**

**Подгорный А.И.<sup>1</sup>, Подгорный И.М.<sup>2</sup>, Мешалкина Н.С.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>3</sup>*Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия*

## **THE EVOLUTION OF MAGNETIC FIELD ABOVE THE ACTIVE REGION IN PREFLARE STATE**

**Podgorny A.I.<sup>1</sup>, Podgorny I.M.<sup>2</sup>, Meshalkina N.S.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia,*

<sup>3</sup>*Institute of Solar- Terrestrial Physics SO RAS, Irkutsk, Russia*

### **Abstract**

*The results of numerical MHD simulation of the solar flare 27 May 2003 are presented. It is shown that current sheet creation and energy storage in its magnetic field. The calculations for real active regions show the solar flare energy accumulation with current sheet creation in the vicinity of singular line by focusing of disturbances which are propagated from the photosphere. Photospheric magnetic maps are used in the PERSVET code for setting boundary conditions. The results of calculation are compared with distribution of radio-emission brightness temperature obtained by observations on SSRT radio telescope (Irkutsk), during the May 27, 2003 year flare in 02:53:28, which produces the maximal radio-emission intensity. The position of the radio-emission brightness temperature maximum coincides with the CS position. This result opens possibility to use MHD simulation for essential increase of solar flare prognosis quality.*

### **Введение**

Первичное освобождение энергии происходит высоко в солнечной короне, что подтверждается многими наблюдениями (см., напр. [1]). Этот факт объясняется [2] появлением токового слоя (ТС), в магнитном поле которого накапливается энергия солнечной вспышки. ТС образуется в окрестности особой линии магнитного поля над активной областью в результате фокусировки возмущений, идущих от фотосферы. В ходе квазистационарной эволюции ТС переходит в неустойчивое состояние, и происходит его распад, сопровождающийся взрывным выделением накопленной энергии. Электродинамическая модель солнечной вспышки [2, 3], основанная на накоплении энергии в ТС, объясняет все основные проявления вспышки, включая ленты эмиссии на фотосфере, образование коронального выброса массы и генерацию космических лучей. В настоящее время наблюдения не позволяют определить конфигурацию магнитного поля в короне.

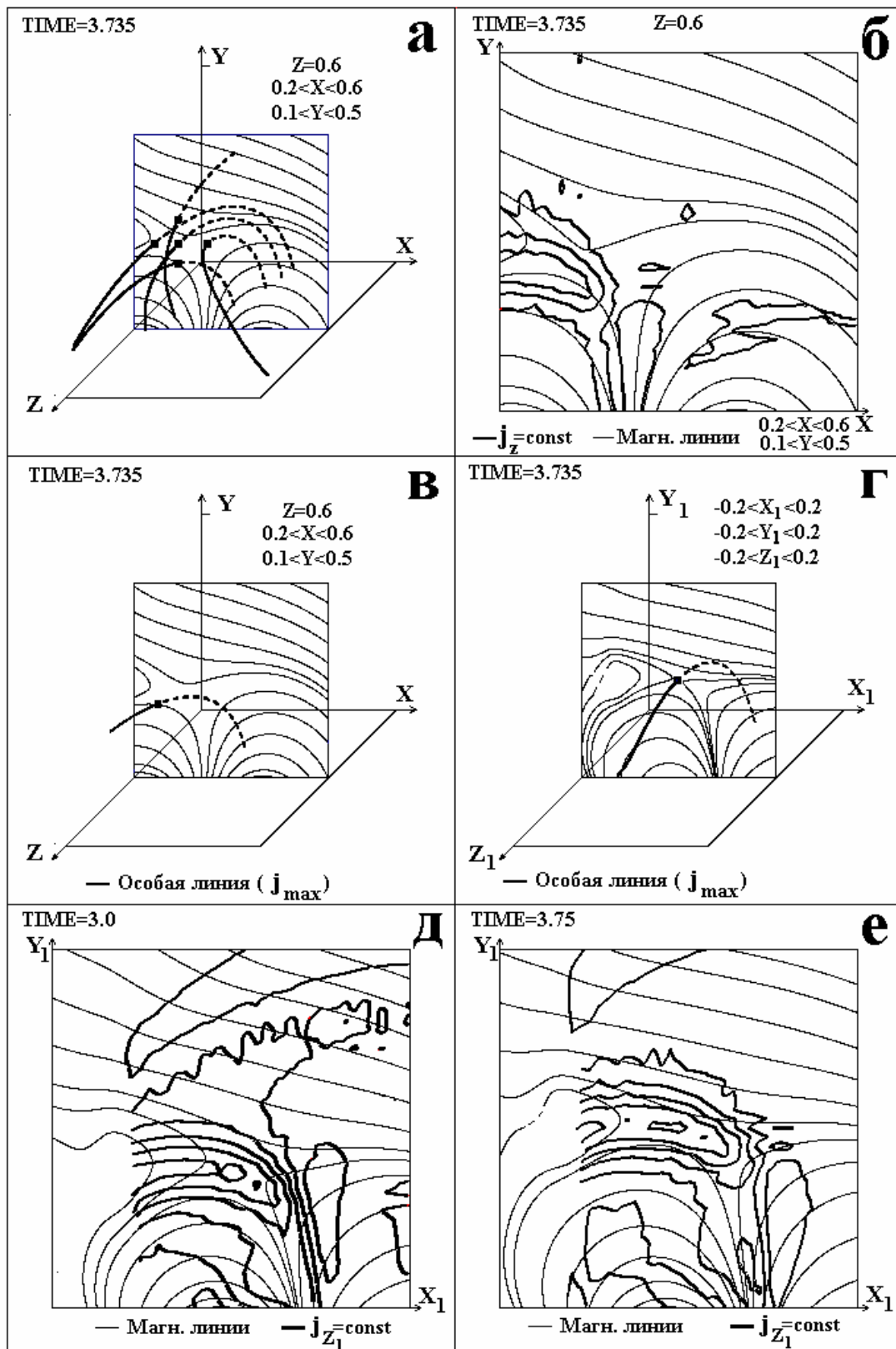
Поэтому для понимания физического механизма солнечной вспышки, а также улучшения качества прогноза вспышек, необходимо проведение МГД моделирования в короне. В наших расчетах для задания начальных и граничных условий впервые используются наблюдаемые карты компоненты магнитного поля, направленной вдоль луча зрения, на фотосфере, а не аппроксимация фотосферного поля полями диполей или зарядов. Для сравнения результатов расчета с результатами радиоизмерений на длине волны 5.2 см была выбрана активная область АО 0365, имевшая не очень сложное распределение поля, которая дала вспышку 27 мая 2003 г.

### Численное моделирование

Для задания граничных условий необходимо иметь распределение полного вектора магнитного поля на фотосфере. Однако, в нашем распоряжении имелись только данные для компоненты магнитного поля вдоль луча зрения. Поэтому параллельные фотосфере компоненты магнитного поля берутся из потенциального поля, вычисленного по распределению компоненты магнитного поля вдоль луча зрения на фотосфере. Такое приближение допустимо из-за расположения ТС высоко над фотосферой, так что его магнитное поле не сильно изменяет распределение поля на фотосфере. Для этой цели численно решалось уравнение Лапласа с наклонной производной в качестве граничного условия. Использовались карты компоненты поля, полученные на SOHO MDI (<http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>). МГД уравнения решались при помощи абсолютно неявной схемы, консервативной относительно магнитного потока, которая реализована в программе ПЕРЕСВЕТ. МГД уравнения, численные методы и задание начальных и граничных условий описаны в [4]. Дополнительно использовались специально разработанные методы, позволяющие стабилизировать решение вблизи фотосферной границы, где сильные градиенты магнитного поля могут вызвать численную неустойчивость.

Вычисления проводились в области ( $0 < x < 1$ ,  $0 < y < 0.5$ ,  $0 < z < 1$ ) в безразмерных единицах, в качестве единицы длины принималась  $L_0 = 1.2 \times 10^{10}$  см. Ось  $Y$  направлена от Солнца перпендикулярно фотосфере. Оси  $X$  и  $Z$  лежат в плоскости фотосферы: ось  $X$  с Востока на Запад, а ось  $Z$  – с Севера на Юг.

Расчет выполнен на сетке  $101 \times 51 \times 101$ . Поскольку численная магнитная вязкость на 8 порядков превосходит физическую магнитную вязкость, то при расчете в реальном масштабе времени диффузионное расплывание не позволяет образоваться ТС. Поэтому в расчетах время изменения магнитного поля на фотосфере было выбрано гораздо меньшим реального. Проведенное таким образом моделирование дает возможность установить факт появления ТС, его местоположение, а также характер поведения поля и плазмы в его окрестности.



**Рис 1.** а) проекции линий магнитного поля на плоскость  $z = 0.6$  и линии магнитного поля в пространстве (жирные, за плоскостью  $z = 0.6$  - пунктир); б) линии магнитного поля и линии равной компоненты плотности тока вдоль оси  $Z$  в плоскости  $z = 0.6$ ; в) особая линия, пересекающая плоскость  $z = 0.6$ ; г), д), и е), - особая линия, линии магнитного поля и линии равной плотности тока, ось  $Z_1$  направлена вдоль особой линии, а оси  $X_1$  и  $Y_1$  - перпендикулярны к ней, начало координат в точке  $(x = 0.25, y = 0.25, z = 0.6)$ .

В качестве начального магнитного поля используется потенциальное поле, найденное в АО 0365 за 3 дня до вспышки 27 мая 2003 г. Изменение поля на фотосфере вызывает эволюцию конфигурации поля в короне, которая моделируется путем решения МГД уравнений.

Конфигурация магнитного поля в короне в АО 0365 содержит несколько особых линий, в окрестности которых может образовываться ТС в результате фокусировки возмущений. Здесь мы ограничимся рассмотрением только особой линии, пересекающей плоскость  $z = 0.6$  в интервале  $0.2 < x < 0.5$  там, где появился наиболее мощный ТС и проведением сравнения с самым мощным импульсом радио-излучения.

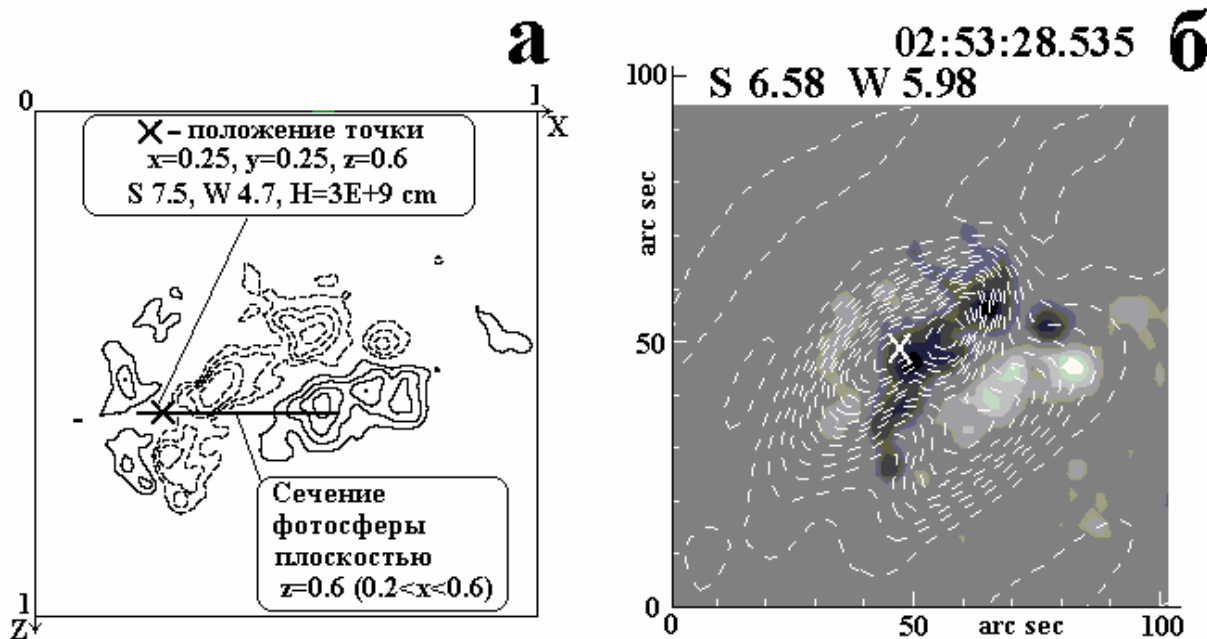
Анализ поведения линий магнитного поля в плоскостях, перпендикулярных фотосфере, показал, что конфигурация поля соответствует полю ТС (рис. 1) лучше всего в плоскости  $z = 0.6$  (в безразмерных единицах). Однако, X-точка в плоскости  $z = \text{const}$  не обязательно точно соответствует точке пересечения особой линией. Точное совпадение этих точек происходит при перпендикулярном пересечении плоскости особой линией. Этим объясняется неточное совпадение максимума компоненты плотности тока, перпендикулярной плоскости  $z = 0.6$  с X-точкой магнитного поля, определяемой равенством нулю компонент поля, лежащих в этой плоскости (рис. 1б). Особая точка в плоскости  $z = 0.6$ , т. е. точка пересечения особой линии с этой плоскостью, искалась разными способами, в частности с использованием критерия, описанного в [5]. Анализ показал, что наилучшим образом особая точка отыскивается по критерию максимума абсолютной величины плотности тока. Особая линия, проходящая через точку, найденную в соответствии с этим критерием, и имеющую координаты  $(x = 0.25, y = 0.25, z = 0.6)$ , изображена в трехмерном пространстве на рис. 1в. На рис. 1г, 1д и 1е представлены линии равной плотности тока и конфигурации поля в “координатах особой линии”, оси которых расположены касательно ( $Z_1$ ) и нормально особой линии ( $X_1$  и  $Y_1$ ). Плоскость рисунков 1д и 1е перпендикулярна особой линии в этой точке. Хорошее совпадение в выбранной плоскости максимума плотности тока с X-точкой является еще одним подтверждением того, что найденная линия является особой. Поскольку в окрестности точки  $(x = 0.25, y = 0.25, z = 0.6)$ , лежащей на особой линии, плотность тока максимальна, и ТС наиболее четко выражен, естественно предположить, что максимум энерговыделения при вспышке происходит в окрестности этой точки.

Из рис. 1д, и 1е, представляющих магнитную конфигурацию с наложенными линиями равной плотности тока в различные моменты времени видно незначительное изменение положения особой точки со временем. В интервале от момента, соответствующего времени за половину суток до момента последнего задания граничного фотосферного поля, фотосферные координаты особой точки не изменяются. Это дает возможность, несмотря на различие масштаба времени в расчете и в реальности, определить коор-

динаты особой точки в любой момент времени этого интервала. Местоположение точки определяется положением расчетной области, которая перемещается вместе с активной областью по диску Солнца при его вращении.

### Радиоизлучение вспышки

Из серии вспышек 27 мая 2005 г., наблюдаемых на радиотелескопе ССРТ на длине волны 5.2 см, наибольшее увеличение яркостной температуры дала вспышка 02:53:28.54. При этом максимальная яркостная температура составляла  $1.24 \times 10^7 \text{ K}^\circ$ . Распределение интенсивности радиоизлучения в картинной (перпендикулярной лучу зрения) плоскости АО 0365 27 мая 2005 г. в момент 02:53:28.54, наложенное на магнитограмму компоненты магнитного поля вдоль луча зрения, изображено на рис. 2б. Здесь использованы данные SHO MDI (<http://soi.stanford.edu/magnetic/index5.html>). Гелиоцентрические координаты положения максимальной яркостной температуры, отмеченного косым крестиком на рис. 2б составляют S6.58 W5.97.



**Рис. 2** а) эквилинии нормальной компоненты магнитного поля (пунктир – отрицательные значения) на фотосферной границе расчетной области, крестиком обозначено положение точки ( $x = 0.25$ ,  $y = 0.25$ ,  $z = 0.6$ ), б) интенсивность радиоизлучения, наложенного на магнитограмму вспышки 27.05.03. в 02:53:28.54, крестиком обозначено положение максимума яркостной температуры.

Гелиоцентрические координаты положения особой точки расчетной области ( $x = 0.2489$ ,  $y = 0.2502$ ,  $z = 0.6$ ) 0365 27 мая 2005 г. в момент 02:53:28.54 составляют S7.541 W4.692. Для сравнения рядом с распределением интенсивности радиоизлучения, наложенного на магнитограмму (рис. 2б), на рис. 2а приведено изображение изолиний нормальной компоненты магнитного поля, рассчитанного в потенциальном приближении, на плоскости

фотосферы. На обоих рисунках отмечено положение вспышки (рис. 2б - положение максимума интенсивности радиоизлучения, рис. 2а – проекция по нормали точки ( $x = 0.2489$ ,  $y = 0.2502$ ,  $z = 0.6$ ) на плоскость фотосферы). Расхождение в  $1^\circ$  положений вспышки, полученных из радионаблюдений и МГД моделирования, не превосходит ошибки, вызванной неточностью задания граничных условий по фотосферным магнитограммам, неточностью самого расчета и неточностью определения координаты на диске Солнца.

Этот результат указывает на возможность использования МГД моделирования в активной области солнечной короны для существенного повышения качества прогноза солнечных вспышек. При этом необходимо дальнейшее совершенствование численных методов, которые, как показывает предварительное рассмотрение, должны позволить значительно ускорить проведение расчета.

### Выводы

Сравнение результатов МГД моделирования и наблюдений является еще одним убедительным доказательством правильности электродинамической модели вспышки, основанной на накоплении энергии в магнитном поле ТС над активной областью. Открывается возможность более детального изучения этого механизма вспышки путем сравнения результатов МГД моделирования и наблюдений.

Авторы благодарны А.Т. Алтынцеву и В.В. Гречневу за полезное обсуждение и А.И. Хлыстовой за оказанную помощь.

Часть работы, относящаяся к радионаблюдениям, поддержана грантами РФФИ 04-02-39003 и РИ-112/001/045(НШ-477.2003.2)

### Литература

1. *Masuda S. et al.* Solar Phys. 136, 17 (1991).
2. *Podgorny A.I. and Podgorny A.I.* Solar Phys. **139**, 125 (1992).
3. *Подгорный А.И. и Подгорный И.М.* Астрон. Ж. **78**, 71 (2001).
4. *Подгорный А.И. и Подгорный И.М.* Ж. Вычисл. мат. и мат. физ. 44, 1873 (2004).
5. *Podgorny A.I.* Solar Phys. **123**, 285 (1989).



## **МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ И ГЕНЕРАЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ**

**Подгорный И.М.<sup>1</sup>, Вашенюк Э.В.<sup>2</sup>, Подгорный А.И.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Институт Астрономии РАН, Москва, Россия*

<sup>2</sup>*Полярный Геофизический Институт КНЦ РАН, Апатиты, Россия*

<sup>3</sup>*Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия*

## **THE SOLAR MODEL AND COSMIC RAY GENERATION**

**Podgorny I.M.<sup>1</sup>, Vashenuk E.V.<sup>2</sup>, Podgorny A.I.<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>*Institute for Astronomy RAS, Moscow, Russia,*

<sup>2</sup>*Polar Geophysical Institute CNC RAS, Apatity, Russia*

<sup>3</sup>*Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia*

### **Abstract**

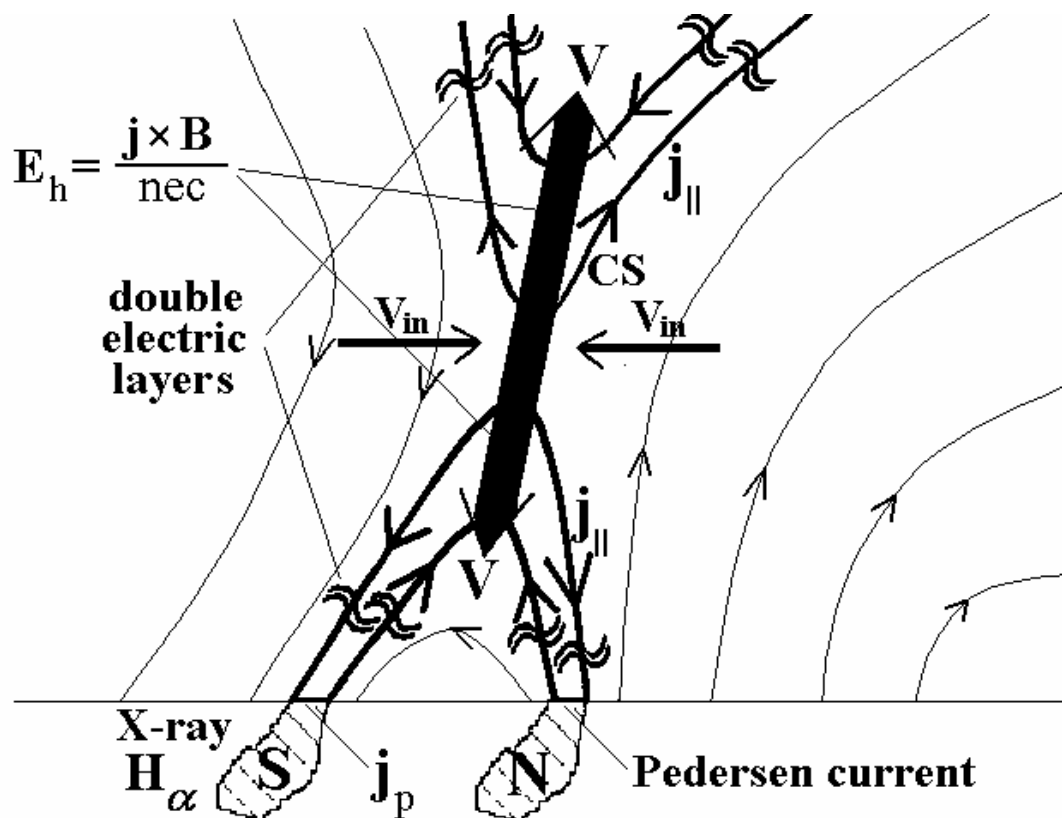
*The electrodynamic model of a solar flare describes energy accumulation in the current sheet magnetic field quantitatively. It describes also sequences of appearance thermal X-ray, beams of fast electrons, H $\alpha$  bands, postflare loops, and other phenomena including  $\gamma$ -ray and relativistic protons generation. The RHSSI measurements show, that localizations of X-ray sources are in agreement with electrodynamic model prediction. Development of the neutron monitor data demonstrates that protons arriving along the spiral interplanetary magnetic field to the Earth just after flare possess the exponential spectrum. These protons are accelerated in the current sheet electric field during a flare. The delayed proton component possesses a power spectrum.*

### **Введение (модель вспышки)**

Электродинамическая модель вспышки [1-3] основана на результатах численного МГД моделирования образования токового слоя (ТС) над активной областью. Было показано, что ТС возникает в короне в окрестности особой линии магнитного поля при фокусировке возмущений, приходящих от фотосферы, в частности при всплывании нового магнитного потока, противоположно направленного старому потоку активной области [2]. ТС устойчиво существует длительное время, и в его магнитном поле запасается энергия, быстро выделяющаяся при солнечной вспышке, когда ТС переходит в неустойчивое состояние. Высокая устойчивость ТС при его образовании обусловлена присутствием в ТС нормальной составляющей магнитного поля (ТС не является нейтральным) и течением плазмы в ТС. В процессе эволюции ТС переходит в неустойчивое состояние, и происходит быстрая диссипация магнитной энергии, запасенной в поле ТС [4].

Главным механизмом диссипации при взрывном распаде слоя является пересоединение, вызывающее нагревание плазмы в окрестности особой линии. Модель солнечной вспышки показана на рис. 1. В зависимости от

начальной конфигурации поля активной области и характера возмущений фотосферы в предвспышечном состоянии ТС может быть наклоненным под различным углом к поверхности Солнца. При вертикальном положении ТС (рис. 1) солнечная вспышка и корональный выброс возникают одновременно в едином взрывном процессе. Плазма со скоростью  $V_{in}$  втекает в ТС с обеих его сторон вместе с замороженными линиями магнитного поля, и после пересоединения линий поля растекается вдоль ТС вверх и вниз. При этом сила  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$  ускоряет плазму, и поток плазмы вверх вызывает корональный выброс.



**Рис. 1.** Электродинамическая модель вспышки.  
Тонкими линиями и стрелками показаны линии магнитного поля.  
Жирными линиями и стрелками показаны продольные токи.

Плазма, ускоренная вниз, образует вместе с сокращающимися линиями магнитного поля послевспышечные петли. Возникновение при вспышке потока плазмы из области пересоединения вниз было показано в работе [5]. Накопление над вершиной петли пересоединившихся линий поля должно привести к возрастанию светящейся петли. Создается впечатление расширяющейся магнитной арки. Если ускоренный вниз поток плазмы приобретет сверхальфвеновскую скорость, то на вершине петли может возникнуть ударная волна.

Важной особенностью корональных ТС является генерация электрического поля Холла  $\mathbf{j} \times \mathbf{B} / nc$ , направленного вдоль слоя в ту же сторону,

что и ускоряющийся поток плазмы. Вследствие высокой анизотропии проводимости плазмы в магнитном поле эффект Холла генерирует электрические токи, направленные вдоль линий магнитного поля, пересекающих ТС. Продольные токи и их направление показаны на рисунке жирными линиями. Эти токи замыкаются в хромосфере токами Педерсена. Электроны, ускоренные в направленном вверх продольном токе, высыпаются в хромосферу и вызывают свечение вспышечных лент и жесткое рентгеновское излучение. Процесс генерации свечения здесь аналогичен механизму, вызывающему полярные сияния [2]. Энергия рентгеновского излучения, вызываемого высыпанием в хромосферу электронами, зависит от параметров ТС. В типичном случае энергия может составлять  $\sim 100$  кэВ. Высыпание быстрых электронов вызывает хромосферное испарение и дополнительное наполнение петли потоком плазмы из хромосферы [6].

Диссипация магнитной энергии при втекании плазмы в вертикальный ТС вместе с вмороженными линиями магнитного поля должна привести к расхождению вспышечных петель. Действительно, по мере того как в слой поступают новые линии магнитного поля основания вспышечной петли, а вместе с ними и продольные токи, должны смещаться друг от друга. Вместе с токами должны смещаться и потоки электронов, высыпавшихся на поверхность Солнца и вызывающих свечение лент. Для слоя, расположенного горизонтально, возможно сближение лент [1].

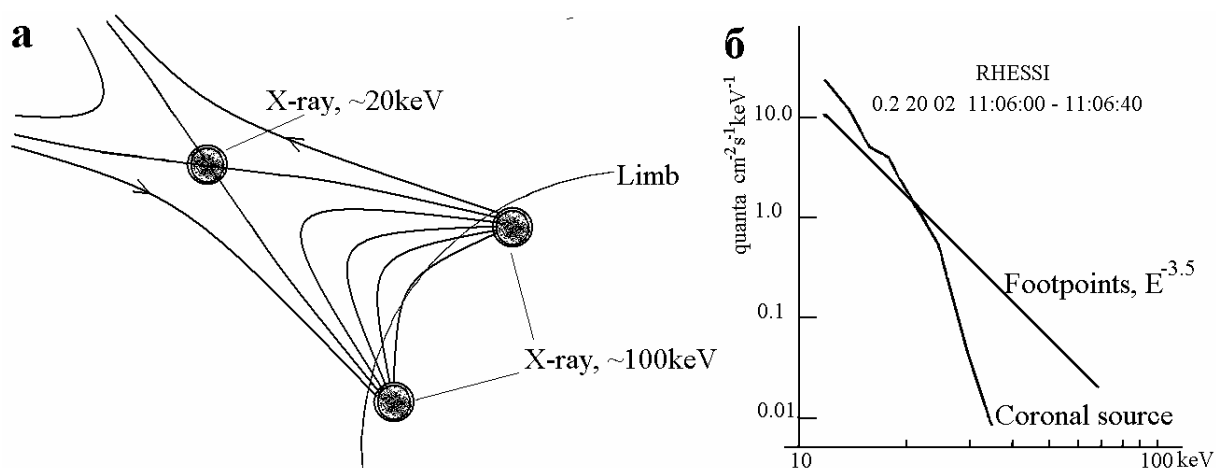
Условия для генерации частиц сверхвысоких энергий – солнечных космических лучей возникают в окрестности особой линии магнитного поля. На рис.1 особая линия перпендикулярна плоскости рисунка. Электрическое поле  $-\mathbf{V}_{in} \times \mathbf{B}/c$  возникает при втекании плазмы в ТС. Оно направлено перпендикулярно плоскости рисунка. Здесь  $\mathbf{V}_{in}$  – скорость втекания плазмы в слой;  $\mathbf{B}$  – магнитное поле ТС. Частицы (ионы и электроны) могут ускоряться вдоль особой линии в ее окрестности в электрическом поле  $-\mathbf{V}_{in} \times \mathbf{B}/c$ . При максимальной скорости втекания близкой к альфвеновской скорости энергия протонов в принципе может превзойти сотни ГэВ. Частицы, находящиеся дальше от особой линии, дрейфуют в скрещенных электрическом и магнитном полях и не могут ускориться до больших энергий.

Т.о. энергия, освобождающаяся при распаде ТС, расходуется на собственно вспышку, корональный выброс массы и генерацию солнечных космических лучей. Часть ускоренных протонов, попадая на поверхность Солнца, вызывает ядерные реакции, сопровождаемые  $\gamma$ -излучением.

### **Энергия рентгеновского излучения**

Рентгеновские исследования на аппарате RHSSI (рис. 2) показали три центра рентгеновского излучения, возникающего при вспышке [7, 8]. В том случае, когда два пятна жесткого рентгеновского излучения регистрируются на краю солнечного диска, третий источник расположен над лим-

бом, т.е. находится в короне. Именно там согласно электродинамической модели должен располагаться источник излучения, возникший из-за нагрева плазмы при пересоединении в ТС. Корональный источник был зарегистрирован над вершиной арки в окрестности особой линии X-типа, где в результате диссипации энергии магнитного поля происходит нагревание плазмы. Энергия рентгеновского излучения этого источника по данным RHESSI составляет около 20 кэВ. Другие два источника располагаются по обе стороны от коронального источника, но они располагаются на поверхности Солнца там, где должны находиться подножья магнитной петли. Энергия излучения обоих источников на поверхности Солнца достигает ~100 кэВ. Их спектр является нетепловым, а соответствует торможению электронного пучка на толстой мишени. Именно такой сценарий вспышки соответствует электродинамической модели.



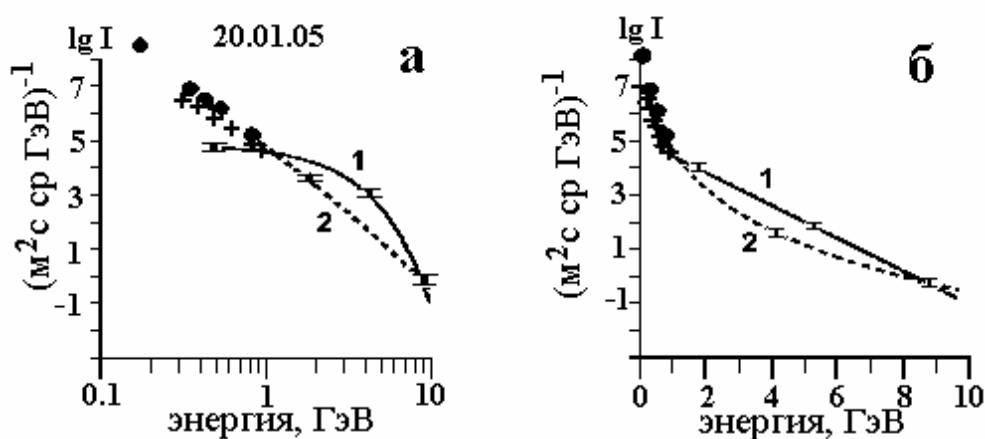
**Рис. 2.** а). Центры жесткого рентгеновского излучения, регистрируемого на аппарате RHESSI во время вспышек вблизи лимба. Наложены линии магнитного поля, соответствующие модели вспышки. б). Спектры жесткого рентгеновского излучения из коронального источника и из подножья вспышечной петли.

Пучки быстрых электронов должны возникать при ускорении в продольных токах, и электроны, двигаясь вдоль линий магнитного поля, должны высыпаться на поверхность Солнца. Типичное расположение источников рентгеновского излучения при вспышке в районе лимба, согласно измерениям на RHESSI показано на рис. 2. Спектры излучения коронального источника и двух хромосферных источников в основаниях петель показаны на рис. 3.

### Спектр солнечных космических лучей

Независимая информация о физике вспышки была получена из спектра релятивистских протонов [9]. Длительность потока вспышечных протонов составляет более часа, в то время как длительность  $\gamma$ -излучения обычно составляет около 10 минут. Это значит, что протоны, вызывающие ядерные реакции на Солнце, сопровождаемые  $\gamma$ -излучением, генерируют-

ся вблизи Солнца только во время вспышки. Эта “быстрая” компонента приходит к Земле, двигаясь вдоль линий межпланетного магнитного поля, имеющих форму спирали Архимеда. Поток протонов с энергией до 10 ГэВ регистрируется на поверхности Земли сетью нейтронных мониторов. Быстрая компонента начинает регистрироваться на орбите Земли с запаздыванием около 12 минут после вспышки. Это запаздывание соответствует пролетному времени вдоль линий межпланетного магнитного поля. Таким образом, спектр быстрой компоненты несет информацию о механизме ускорения во вспышке. Запаздывающий на десятки минут (“медленный”) поток солнечных космических лучей, по-видимому, обусловлен процессом диффузионного переноса и/или ускорением в мощной ударной волне на начальной стадии ее возникновения.



**Рис. 3.** Спектры быстрой (1) и запаздывающей (2) компонент показаны в а) двойном логарифмическом и, б) полулогарифмическом масштабах.

В зависимости от расположения на Земле нейтронных мониторов, они регистрируют нейтроны, рождаемые в атмосфере протонами, пришедшими к Земле в данный момент времени, но имеющими различные энергии. Причем каждым монитором регистрируются только частицы с определенной энергией и определенным углом прихода к границе магнитосферы (т. е. направлением линий межпланетного поля у границы магнитосферы). Траектории частиц данной энергии с данным углом прихода, регистрируемых станцией, рассчитывается для магнитного поля, соответствующего стандартной модели магнитосферы. Т.о. вся сеть нейтронных мониторов (~30 станций) работает как многоканальный энергоспектрометр.

На рис. 3а и 3б представлены спектры быстрой и запаздывающей на более чем 30 мин компонент для события 20.01.2005. Из сравнения спектров для быстрой и запаздывающей компонент, представленных в логарифмическом и двойном логарифмическом масштабах, следует, что спектр быстрой компоненты является экспоненциальным, а спектр запаздывающей компоненты степенной. Эти данные показывают, что спектр протонов, ускоренных непосредственно во вспышке, имеет экспоненциальный

спектр. Такой спектр получается и в численном эксперименте, моделирующем ускорение в электрическом поле, направленном вдоль нейтральной линии магнитного поля [11]. Т. о. экспоненциальный спектр солнечных космических лучей является еще одним аргументом в пользу электродинамической модели вспышки. Степенной спектр запаздывающей компоненты может формироваться при диффузии протонов поперек поля или при их ускорении в ударной волне.

### Заключение

1. Данные эксперимента RHESSI показали, что рентгеновское излучение в подножьях вспышечной петли вызвано пучками высыпающихся электронов с энергией значительно превышающей энергию теплового излучения из короны, генерируемого в области пересоединения.

2. Экспоненциальный спектр солнечных космических лучей, возникающий непосредственно во время вспышки, указывает на ускорение протонов в электрическом поле, приложенном вдоль особой линии магнитного поля.

Эти данные согласуются со сценарием развития вспышки, описываемым электродинамической моделью

### Литература

1. *Podgorny A.I. and Podgorny A.I. Solar Phys.* **139**, 125 (1992).
2. *Подгорный А.И. и Подгорный И.М. Астрон. Ж.* **78**, 71 (2001).
3. *Podgorny A.I., Podgorny A.I. and Minami S. Astron. Astroph. Trans.* **22**, 585 (2003).
4. *Podgorny A.I. Solar Phys.* **123**, 285 (1989).
5. *McKenzie D.E. and H.S. Hudson. Earth Planet Space.* **53**, 577 (2001).
6. *Подгорный А.И., Подгорный И.М. Астрон. Ж.* **76**, 696 (1999).
7. [http://sprg.ssl.berkeley.edu/~krucker/hessi/clean\\_real.html](http://sprg.ssl.berkeley.edu/~krucker/hessi/clean_real.html)
8. *Lin R.P., et al. Astrophys. J.* **595**, L69 (2003).
9. *Балабин Ю.В., Ващенко Э.В., Мингалев О.В., Подгорный А.И., Подгорный И.М. Астрон. Ж.* 2005. В печати.

## **МОДЕЛЬ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА С ГРАВИТАЦИОННОЙ ЭНЕРГИЕЙ СВЯЗИ**

**Соловьев А.А.**

*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН*

## **THE SUNSPOT MODEL WITH GRAVITATIONAL BINDING ENERGY**

**Soloviev A.A.**

*Central (Pulkovo) astronomical observatory*

### **Abstract**

*The simple energetic model of sunspot is proposed, taking into account the gravitational energy of the system. The formation of sunspot is followed by the vertical flow dislocated the gas from the magnetic "funnel", above the sunspot, down to the "low boundary of sunspot's magnetic flux tube", i.e. to the region where the magnetic field of sunspot decreases abruptly with the depth. The model gives the interval of stable sunspot equilibria between 1.0 and 4-6 kilogauss. The depth of "low magnetic boundary of sunspot" turned to be about 2-4 Mm. The stability of sunspot as a function of its magnetic strength is analyzed and long-term ( $T > 20$  min) own oscillations of sunspot, as a whole, are discussed.*

### **Введение**

Исследованию солнечных пятен посвящено огромное количество наблюдательных и теоретических работ, многие свойства пятен установлены достаточно надежно, но, вместе с тем, существует ряд «простых» вопросов принципиального характера, ответов на которые до сих пор не получено. К числу таких вопросов относятся:

- 1. Почему никогда не наблюдается пятен с напряженностью меньше примерно 0.8-1 кГс и больше 5-6 кГс? Иначе говоря, почему только в этом диапазоне напряженностей равновесие магнитной силовой трубки пятна оказывается устойчивым?
- 2. Почему гистограмма распределения пятен по напряженности магнитного поля имеет максимум около 2 кГс?
- 3. Солнечные пятна - четко локализованные и структурированные по радиусу и глубине объекты, резко выделяющиеся на фоне окружающей их фотосферы. Пятна существуют достаточно долго, следовательно, их равновесие механически устойчиво. Значит, должны наблюдаться глобальные собственные колебания пятна, при которых сохраняется его общая структура, т.е. должны регистрироваться колебания пятна, как целого, около некоторого исходного положения равновесия?
- 4. Каковы характерные периоды такого рода колебаний, чем они определяются? Как зависят, в частности, частоты этих глобальных колеба-

ний от магнитного потока пятна и от напряженности его магнитного поля?

Очевидно, модель однородного вертикального цилиндра с одной компонентой поля, обычно применяемая для анализа короткопериодических (3-5 минутных) осцилляций в солнечных пятнах [1, 2 и др.], ответов на поставленные вопросы дать не может. Простая “цилиндрическая” модель пятна удобна с математической точки зрения, поскольку позволяет строго поставить задачу на собственные колебания системы и детально исследовать ее колебательные свойства, но она не отражает существенных признаков солнечного пятна и потому не может служить основой для физической диагностики его свойств. Впрочем, даже в рамках такой предельно простой модели взаимодействие различных МГД-мод в тени пятна дает настолько сложную картину, что ситуация, как пишет Bogdan в обзоре [2], напоминает положение слепых мудрецов, ощупывающих слона с разных сторон.

В свое время Кадомцев [4] отмечал, что при исследовании устойчивости и колебательных свойств магнитоплазменных систем исследователи всегда сталкиваются с альтернативой: 1. задать простое начальное равновесие и тогда строго решить задачу о собственных колебаниях, найти все собственные частоты, построить дисперсионные кривые для каждой моды и получить полную картину малых колебаний системы; 2. выбрать более реалистичную и, следовательно, более сложную структуру начального равновесного состояния. При этом, как правило, не удается из-за чисто математических трудностей поставить точно задачу о собственных колебаниях системы и приходится использовать приближенный энергетический метод ее описания, используя некоторые интегральные характеристики системы, например, усредненные по сечению (см. также [5]).

Нам представляется, что если для анализа короткопериодических, 3-5 минутных осцилляций в пятнах большинство исследователей с определенным на то основанием выбирали (и выбирают) первый путь, то анализ долгопериодических колебаний солнечных пятен мы должны проводить именно энергетическим методом. Другой возможности для этого нет.

Разработка энергетических моделей солнечных пятен, способных дать простой, физически ясный ответ на фундаментальные вопросы физики солнечных пятен, понять причину устойчивости их равновесий в узком диапазоне напряженностей магнитного поля, начата нами около 30 лет назад [6,7].

В 1984 году в работе [8] нам удалось описать крутильные колебания в биполярной группе пятен и показать, что солнечное пятно – относительно «мелкое» образование, глубина его нижней магнитной границы не превышает нескольких тысяч км (3-4 Мм), Рис 1. Впоследствии этот результат был подтвержден многими другими авторами [9-11], а в последние годы и данными современной гелиосейсмологии [12].



Что касается колебательных свойств пятна в модели, учитывающей и веерообразную структуру магнитного поля над пятном, и вильсоновскую депрессию, и гравитационную энергию связи пятна, то, в частности, в [13], в таблице 2 уже были приведены периоды собственных колебаний пятен в зависимости от напряженности магнитного поля, находящиеся как раз в диапазоне наблюдаемых в настоящее время величин ( $T \sim$  от 30 до 200 мин). В начале 90-х лет само существование долгопериодических колебаний в пятнах вызывало сомнения, внимание исследователей было направлено исключительно на исследование короткопериодических, 3-5 минутных, осцилляций; о более длительных периодах имелись лишь разрозненные и неуверенные сведения.

В настоящее время появились достаточно надежные, многочисленные и независимые данные о долгопериодических собственных колебаниях солнечного пятна, как целого (и для оптического, и для радиодиапазона) [14-17], поэтому на сегодня мы можем с уверенностью сказать, что новое направление сейсмологии солнечных пятен на базе долгопериодических колебаний имеет достаточно оснований для своего успешного развития: имеется и серьезная наблюдательная основа, и проверенная временем теоретическая модель явления, доказавшая свою прогностическую силу.

В данной работе мы уточняем и развиваем энергетическую модель солнечного пятна, позволяющую ответить на поставленные выше основные вопросы теории пятен.

### 1. Основные положения модели «мелкого» солнечного пятна

Упростим геометрию магнитного поля правильного круглого пятна, приняв, что, на глубинах  $\xi < h < l$  оно имеет однородное цилиндрическое распределение (рис.2). Среднее по сечению радиуса  $a$  значение напряженности магнитного поля обозначим  $B$ , а характерное значение внешнего поля в окружающей пятно фотосфере -  $B_0$  ( $\approx 200 \div 300$  Гс). Глубина нижней магнитной границы пятна  $l$  – это глубина слоя, начиная с которого магнитная силовая трубка пятна начинает резко расширяться книзу. Течениями Эвершеда в полутени пятна будем пренебрегать.

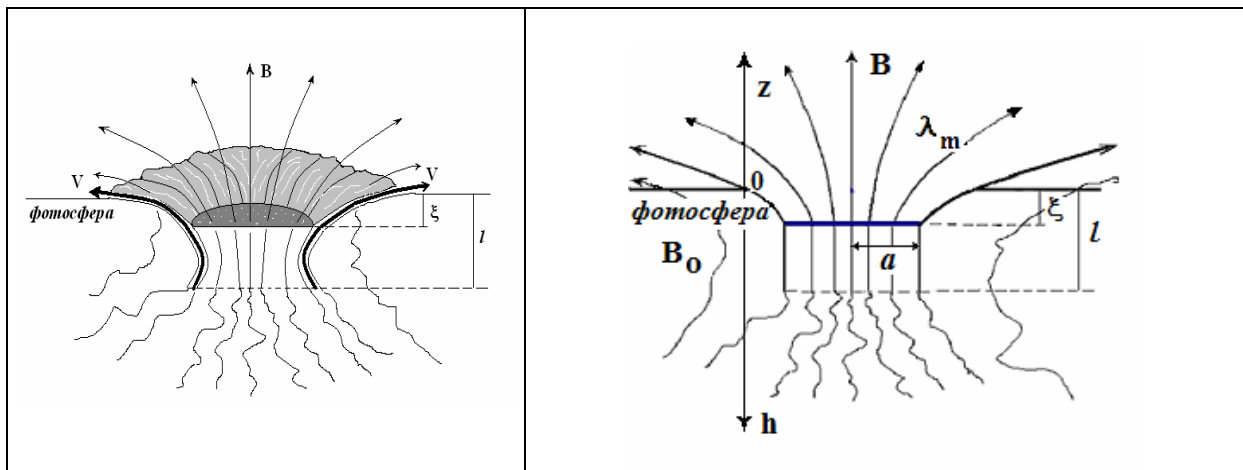


Рис. 1. Вертикальный разрез пятна

Рис. 2. Упрощенная геометрическая модель пятна

Веерообразную структуру магнитного поля над пятном будем описывать параметром  $\lambda_m$  - магнитной шкалой высоты, определив ее таким образом, чтобы энергия магнитного поля во всей области над пятном выражалась формулой:

$$E_m^* = \frac{B^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_m}{2}. \quad (1)$$

Коэффициент  $1/2$  появился в (1) оттого, что  $\lambda_m$  характеризует вертикальное распределение магнитного поля, а не квадрата его напряженности.

На глубинах  $\xi < h < l$  имеет место поперечный баланс давлений:

$$P_{ex}(h) = P_{in}(h) + \frac{B^2}{8\pi}. \quad (2)$$

Давление внешнего магнитного поля на этих глубинах можно считать включенным в качестве малой добавки в газовое давление внешней среды  $P_{ex}(h)$ . Из опыта детального моделирования структуры солнечных пятен известно [18-19], что в наблюдаемых слоях пятна даже при наличии вертикального градиента поля всегда имеется такой уровень, на котором выполняется простой «цилиндрический» баланс давлений между окружающей средой и осью симметрии пятна:

$$P_{ex}(h) = P_{in}(0, h) + \frac{B^2(0, h)}{8\pi}, \quad (3)$$

поэтому принимаемое нами огрубление магнитной структуры пятна выглядит вполне приемлемо. На интервале глубин  $\xi < h < l$  выполняется условие:  $\rho_{ex}(h) = \rho_{in}(h) = \rho(h)$ , поэтому из уравнения (2), записанного в виде

$$P_{ex}(\xi) = \frac{R\rho(\xi)T_{s,ef}}{\mu} + \frac{B^2}{8\pi}, \quad (4)$$

мы можем, располагая моделью фотосферы и конвективной зоны [20, 21], рассчитать величину вильсоновской депрессии пятна  $\xi(B)$ , если известно, как изменяется эффективная температура пятна при изменении напряженности его магнитного поля, т.е. дана функция  $T_{s,ef}(B)$ . В простейшем случае можно принять, что  $T_{s,ef} = const \cong 4000 \div 4200 \text{ K}$  для всех значений поля в пятне; в этом случае получается линейная зависимость [7]:  $\xi(B) = 0.16(B - B_0)$ . Здесь  $B$  измеряется в кГс, а  $\xi$  - в тысячах км (Мм). (В качестве начального уровня, от которого идет отсчет глубин вниз, выбираем уровень фотосферы с  $\tau \cong 1$ , где, согласно [20]

$$P_{ex}(0) = 1.31 \times 10^5 \text{ дин} / \text{см}^2, \quad \rho(0) = 3.19 \times 10^{-7} \text{ г} / \text{см}^3, \quad T_{ex}(0) = 6390 \text{ K}.$$

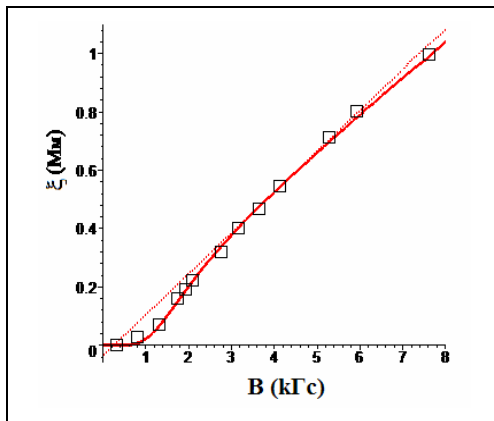
В принципе, можно было бы ограничиться и этим результатом для  $\xi(B)$ , но с целью повышения точности описания мы предпочли использовать эмпи-

рическую зависимость  $T_{S,ef}(B^2)$ , полученную в работе [22] (см. в [22] Fig.7). Ее аналитическая аппроксимация, построенная нами, выглядит следующим образом:

$$T_{S,ef} = T_{ph} (0.3146 \exp(-0.2B^4) + 2/3), \quad (5)$$

где принято  $T_{ph} = T_{ex}(0) = 6390 \text{ K}$ . В этом случае из условий (4) и (5) получается зависимость вильсоновской депрессии от глубины, приведенная на рис.3.

На уровне  $h = 0$  баланс давлений (4) выполняется при  $B = B_0 = 0.25 \text{ kGc}$ .



**Рис.3.** Зависимость величины вильсоновской депрессии от напряженности магнитного поля в пятне. Результаты расчетов по формулам (4), (5) с использованием табличных моделей [20,21] отмечены квадратами.

Прямой пунктирной линией показана линейная аппроксимация:

$$\xi = 0.14(B - B_0); \quad B_0 = 0.25 \text{ kGc},$$

а сплошной толстой линией - нелинейная аппроксимация, задаваемая формулой (6).

$$\xi(B) = \frac{0.165(B - B_0)^4}{2 + (B - B_0)^{3.1}}. \quad (6)$$

В дальнейшем для удобства расчетов нами будет использоваться еще одна аппроксимационная формула, описывающая распределение плотности плазмы в конвективной зоне, задаваемое известной численной моделью [21]. Она имеет вид:

$$\rho(h) = \rho(0)(1 + 2.53h + 1.22h^2 + 3.27h^3), \quad (7)$$

где  $h$  выражается в мегаметрах. Масса газа, заключенная в цилиндрической части силовой трубки пятна, будет равна:

$$M(l) = \rho(0)\pi a^2 (l + 1.265l^2 + 0.407l^3 + 0.8175l^4). \quad (8)$$

Далее при определении обобщенных сил, действующих на систему, мы будем, согласно методологии, изложенной в работах [4,5], а также в [23], вычислять вариации полной энергии системы при условиях сохранения массы (8) и магнитного потока пятна:

$$\Phi = B\pi a^2 = const. \quad (9)$$

Из (8) и (9) следует, что относительные вариации напряженности магнитного поля и глубины нижней магнитной границы пятна связаны следующим образом

$$\frac{\delta B}{B} = -2 \frac{\delta a}{a} = q(l) \frac{\delta l}{l}, \quad (10)$$

где

$$q(l) = \frac{1 + 2.53l + 1/22l^2 + 3.27l^3}{1 + 1.265l^1 + 0.407l^2 + 0.8175l^3} - \quad (11)$$

величина, заключенная в пределах  $1 \leq q(l) \leq 4$ .

Трудность проблемы заключается в том, что на вариации трех основных величин  $\delta B$ ,  $\delta a$ ,  $\delta l$  наложены два условия сохранения (8) и (9). Поэтому только одна из вариаций является независимой и потому, соответственно, равновесие системы (и колебания) в поперечном и продольном направлении не являются независимыми, они оказываются связанными. К счастью, имеется возможность для случая долгопериодических колебаний разделить движения плазмы пятна в поперечном и вертикальном направлении. Дело в том, что хотя мы рассматриваем модель «мелкого» пятна ( $l \leq a$ ), время установления в системе равновесия по сечению почти на порядок меньше характерного времени вертикальных смещений, в которых участвует вся масса пятна. Действительно, магнитодростатическое равновесие в сечении  $a$  устанавливается за характерное время  $\tau_a \approx a/V_{AS}$ , где  $V_{AS} = \sqrt{c_s^2 + V_A^2}$ ,  $c_s$  - скорость звука,  $V_A$  - альвеновская скорость. Поскольку  $a \cong 0.5 \times 10^9$  см, а  $V_{AS} \cong 2 \times 10^6$  см/с, то  $\tau_a \cong 5$  минут. Колебания пятна, как целого, которые мы намерены описывать, составляют 30-200 минут, поэтому данный процесс можно рассматривать как квазистатический относительно поперечного равновесия. В дальнейшем мы будем поступать следующим образом: при вычислении первой вариации энергии, дающей суммарную работ обобщенных сил (которая в равновесии должна обращаться в ноль), мы будем выделять из полученной общей суммы сил поперечную силу, которая действует по радиусу сечения  $a$ , принимать ее равной нулю и затем рассчитывать равновесие оставшихся (вертикальных) сил уже с учетом этого обстоятельства.

## 2. Перераспределение плотности газа в пятне по вертикали

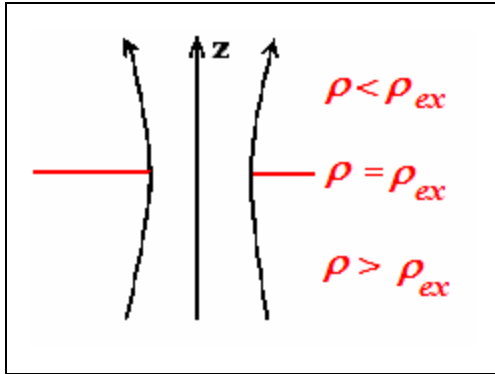
Солнечное пятно формируется из всплывшей квазивертикальной магнитной силовой трубки. Фотосферная ее часть охлаждается вследствие лучистого высвечивания, поскольку торможение конвекции нарастающим магнитным полем не позволяет поддерживать баланс тепла в наблюдаемых слоях на том же уровне температур, что и в окружающей фотосфере. По мере охлаждения поверхностных слоев пятна понижается шкала высоты в этих слоях, и часть массы газа из верхней магнитной «воронки» переходит вниз, на глубину нижней границы пятна, - так формируется вильсоновская депрессия и понижается гравитационная энергия системы. Эффект перераспределения массы по вертикали при квазистатическом локальном сжа-

тии вертикальной силовой трубки легко показать (см. Рис.4). Дифференцируя (2) по  $z$  и учитывая, что при гидростатическом равновесии:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -\rho g, \quad \frac{\partial P_{ex}}{\partial z} = -\rho_{ex} g, \quad \text{получим:}$$

$$8\pi g(\rho - \rho_{ex}) = \frac{\partial B^2}{\partial z}, \quad (12)$$

т.е. в части магнитной силовой трубки, расширяющейся кверху, возникает дефицит плотности, а в части трубки, расширенной книзу – избыток.



**Рис. 4.** Иллюстрация эффекта перераспределения плотности по вертикали в равновесной магнитной силовой трубке с локальной перетяжкой сечения.

$$\frac{\partial B^2}{\partial z} < 0, \quad \rho < \rho_{ex}$$

$$\frac{\partial B^2}{\partial z} > 0, \quad \rho > \rho_{ex}$$

Таким образом, три основных структурных особенности солнечного пятна:

- - охлаждение, приводящее к его боковому поджатию,
- - веерообразная структура магнитного поля над пятном, обуславливающая образование полутени, и
- - пониженный по сравнению с фотосферой геометрический уровень наблюдаемых слоев пятна, где  $\tau \cong 1$ , тесно связаны между собой в

едином физическом процессе охлаждения и перераспределения газовых масс по вертикали пятна. Масса газа из «воронки пятна», т.е. из области вильсоновской депрессии, перетекая на глубину  $l$ , обеспечивает устойчивое состояние всей системы. При боковом сжатии и погружении пятна в более плотные слои фотосферы и конвективной зоны, с одной стороны, - возрастает магнитная энергия системы, препятствующая дальнейшему росту поля, а с другой стороны, - уменьшается (за счет вертикального перераспределения газовых масс) гравитационная энергия системы, что способствует его дальнейшему погружению. Баланс этих двух тенденций и определяет равновесные состояния пятна, а также их устойчивость относительно вертикальных смещений пятна, как целого. Очевидно, что эти смещения сопровождаются изменением напряженности магнитного поля в пятне: когда пятно «приподнимается», его поле ослабевает, когда погружается – растет.

### 3. Баланс давлений и натяжений в цилиндрической части пятна

Расчет обобщенных сил, действующих на магнитный цилиндр (с учетом внешнего давления и силы тяжести), принципиальных трудностей не

представляет, он может быть проведен, например, на основе методологии, описанной в [23], с учетом сделанных выше замечаний. Мы опускаем эти расчеты еще и потому, что их результат с физической точки зрения вполне очевиден: условие равенства нулю силы, действующей по радиусу сечения  $a$ , приводит к известному условию (2), а для работы силы, сопряженной параметру  $l$ , первая вариация функционала полной энергии цилиндра дает выражение

$$\delta E_c = \pi a^2 \frac{B^2}{4\pi} \delta(l - \xi), \quad (13)$$

показывающее, что вдоль нескрученного магнитного цилиндра действует магнитное натяжение  $\frac{B^2}{4\pi}$ , стремящееся сократить цилиндр в длину. В равновесии это натяжение должно быть скомпенсировано на концах цилиндра.

#### 4. Баланс натяжений на нижней границе

На уровне  $h=l$  указанное натяжение должно быть уравновешено натяжением расширяющейся книзу трубки, которое, в свою очередь, должно, согласно (12), компенсировать избыток плотности газа на нижнем конце цилиндрической части трубки. Иными словами, приведенная выше работа силы, сопряженной параметру  $l$ , должна быть равна изменению гравитационной энергии системы, вызванному перераспределением газовых масс по вертикали:

$$\delta E_g = -M_f g \delta(l - \xi), \quad (14)$$

где  $M_f$  - масса газа, перемещенная из воронки пятна вниз, на расстояние  $(l - \xi)$ . Эта величина составит:

$$\begin{aligned} M_f &= \int_{-\xi}^{\infty} \int_0^a (\rho_{ex} - \rho) 2\pi r dr dz = \frac{1}{8\pi g} \int_{-\xi}^{\infty} \int_0^a \frac{\partial B^2}{\partial z} 2\pi r dr dz = \\ &= \frac{1}{4\pi g} \int_{-\xi}^{\infty} \frac{\partial B}{\partial z} \int_0^a B(z) 2\pi r dr dz = \frac{1}{4\pi g} \int_{-\xi}^{\infty} \frac{\partial B}{\partial z} \Phi dz = \frac{\Phi}{4\pi g} \int_{-\xi}^{\infty} \frac{\partial B}{\partial z} dz = \frac{\Phi B}{4\pi g} = \pi a^2 \frac{B^2}{4\pi g}. \end{aligned} \quad (15)$$

Сравнивая (13), (14) и (15), мы видим, что выражение для изменения гравитационной энергии системы по модулю оказывается в точности равно вариации (13), но отличается по знаку. Иными словами, требование механического равновесия удовлетворяется здесь тождественно, так что и вторая вариация энергии будет равна нулю. Следовательно, равновесие на нижнем конце цилиндрической части силовой трубки пятна является безразличным – никакого вклада в устойчивость или неустойчивость системы оно не вносит. Решение вопроса об устойчивости системы по отношению к вертикальным смещениям зависит только от баланса натяжений на верхнем конце трубки.

## 5. Баланс натяжений в верхней части пятна

Рассматривая область пространства над верхним срезом пятна, будем учитывать не только магнитную энергию, но и боковое обжатие верхнего конца магнитной силовой трубки пятна внешним магнитным полем  $B_0$  и давлением газа в области  $0 \leq h \leq \xi$ . Последний член мы представим в виде  $\pi a^2 P_{ex}(\xi) \times k\xi$ , где  $k$  – малый множитель, равный отношению шкалы высот в фотосфере к величине вильсоновской депрессии. (Будем полагать, что  $k \cong 0.1$ ).

$$E_m = \frac{B^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_m}{2} + \frac{B_0^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_{m,0}}{2} + \pi a^2 P_{ex}(\xi) \times k\xi. \quad (16)$$

Здесь  $\lambda_{m,0}$  – магнитная шкала высоты в первоначальной трубке пятна, из которой посредством бокового поджатия и опускания газовых масс образовалось солнечное пятно. Рассчитаем, прежде всего, силу, действующую в поперечном направлении. Для этого проварьируем (16) по сечению  $a$  с учетом (9), (10) и фиксируя при этом «вертикальные» обобщенные координаты  $\lambda_m, \lambda_{m,0}$ . Это даст:

$$\delta E_{m,a} = \left( \frac{B^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_m}{2} - \frac{B_0^2}{8\pi} \pi a^2 \frac{\lambda_{m,0}}{2} - \pi a^2 P_{ex}(\xi) \times k\xi \right) \frac{\delta B}{B} = 0. \quad (17)$$

Отсюда, принимая, что  $P_{ex}(\xi) \approx \frac{B^2}{8\pi}$ :

$$\lambda_m = \lambda_{m,0} \frac{B^2}{B_0^2} + 2k\xi. \quad (18)$$

Как видим, магнитная шкалы высоты уменьшается по мере бокового поджатия силовой трубки пятна примерно по закону  $1/B^2$ . Кроме того, необходимо учесть, что магнитная шкалы высоты в вертикальной, расширяющейся кверху трубке сама по себе зависит от поперечных размеров трубки. Если, например, распределение магнитного поля внутри униполярной трубки вблизи фотосферного уровня аппроксимировать полем магнитного монополя, то, как нетрудно показать, мы получим, что  $\lambda_m \propto a$ . Таким образом, найдем:

$$\lambda_m = \varepsilon a_0 \frac{B_0^2}{B^2} + 2k\xi, \quad (19)$$

где  $\varepsilon$  – некоторая свободная константа модели, подлежащая определению. Варьируя (16) по «вертикальной» координате  $\lambda_m$ , мы с учетом (19) получим:

$$\delta E_{m,\lambda} = \frac{\delta B}{B} \left( \frac{B^2}{4\pi} \right) \pi a^2 \left( -\frac{\varepsilon B_0^2 a_0}{2B^2} + 2k \frac{\partial \xi}{\partial B} B \right). \quad (20)$$

Условие равновесия на верхнем краю цилиндра примет вид:

$$\delta E = \delta E_{m,\lambda} + \delta E_c = \frac{\delta B}{B} \left( \frac{B^2}{4\pi} \right) \pi a^2 \left( -\frac{\varepsilon B_0^2 a_0}{2B^2} + \frac{l}{q} - (1-2k) \frac{\partial \xi}{\partial B} B \right) = 0. \quad (21)$$

Найдем вторую вариацию энергии системы при условиях, что выполняется (10) и первая вариация в начальном равновесном состоянии равна нулю:

$$\delta^2 E = \left( \frac{\delta B}{B} \right)^2 \left( \frac{B^2}{4\pi} \right) \left( \frac{l}{q} \left( 2 + \frac{1}{q} - \frac{l}{q^2} \frac{dq}{dl} \right) - 3(1-2k)B \frac{\partial \xi}{\partial B} - (1-2k)B^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial B^2} \right). \quad (22)$$

### 6. Область устойчивых состояний пятна

Выражение (22) дает работу возмущенной силы при отклонении системы от равновесия на  $\delta l$ . С точностью до коэффициента  $\frac{1}{2}$  она совпадает с потенциальной энергией системы (см. также [24], с. 302, формула (11.48)). Следовательно, мы можем оценить коэффициент эффективной упругости системы  $k$  и найти значения собственной частоты колебаний системы:  $k \frac{(\delta l)^2}{2} = \frac{1}{2} \delta^2 E$ . Отсюда для собственной частоты колебаний пятна как целого находим:

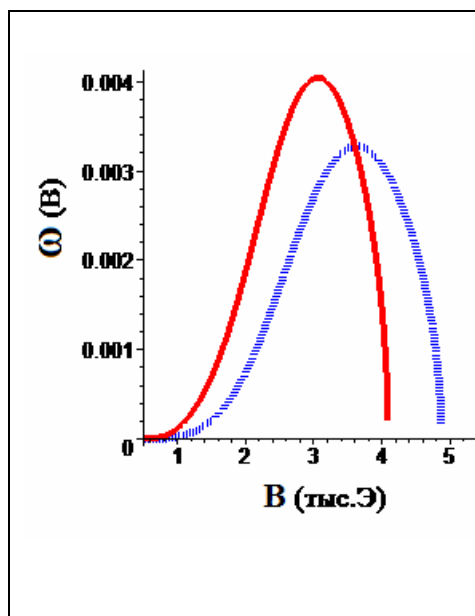
$$\omega(B) = 5 \times 10^{-3} \frac{B}{Z} \sqrt{\frac{Z \left( 2 + \frac{1}{q} - \frac{Z}{q} \frac{dq}{dl} \right) - 3(1-2k)B \frac{\partial \xi}{\partial B} - B^2 (1-2k) \frac{\partial^2 \xi}{\partial B^2}}{l(1 + 1.265l + 0.407l^2 + 0.8175l^3)}}, \quad (23)$$

где обозначено  $Z = \frac{l}{q}$ , равное согласно (21):

$$Z = \frac{\varepsilon B_0^2 a_0}{2B^2} + (1-2k)B \frac{\partial \xi}{\partial B} = \frac{\varepsilon \sqrt{\Phi}}{2\sqrt{\pi B_0}} \frac{B_0^2}{B^2} + (1-2k) \frac{\partial \xi}{\partial B} B. \quad (24)$$

Расчеты величины  $\omega(B)$  при различных значениях магнитного потока в пятне  $\Phi$  и параметра  $\varepsilon$ , определяющего магнитную шкалу высоты в наблюдаемых слоях пятна, представлены на рис. 5. На рис. 6 дана зависимость  $l$  от  $B$ .

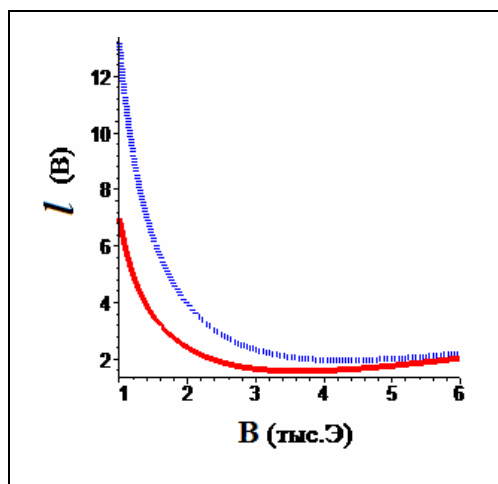




**Рис. 5.** Зависимость частоты ( $\omega = 2\pi/T(s)$ ) собственных вертикальных колебаний пятна от напряженности магнитного поля при двух значениях магнитных потоков в тени пятна.

$\Phi_1 = 150$ , (верхняя сплошная линия),

$\Phi_2 = 550$ , (нижняя штриховая линия). Потоки выражены в единицах  $10^{19}$  Мкс. Принято значение  $\varepsilon = 4$ . Это дает согласно (19) магнитную шкалы высоту, равную примерно 1.5 Мм для пятна с  $a = 10$  Мм и напряженностью магнитного поля в 2.5 кГс. Как видно, область устойчивых состояний пятна с данными значениями потоков ограничена диапазоном от 1 до 4-5 кГс. Значение частоты  $0.0005 \text{ с}^{-1}$  соответствует периоду колебаний в 200 минут, а  $0.0025 \text{ с}^{-1}$  – 40 минут.



**Рис. 6.** Зависимость глубины нижней магнитной границы солнечного пятна от напряженности магнитного поля. Для полей в 1.7 – 6 кГс эти глубины составляют 1.6- 4 Мм.

Левая нижняя кривая соответствует магнитному потоку в 150 единиц, верхняя правая штриховая – в 500. Для пятен со слабым (около 1 кГс) полем, но с большим магнитным потоком равновесие требует большой протяженности регулярного поля вглубь, что физически невозможно, поскольку уже на глубине около 2 Мм это поле будет запутано конвективными движениями плазмы и потеряет свою регулярную структуру.

Полученный результат наглядно показывает, что построенная модель солнечного пятна позволяет дать достаточно ясные и простые ответы на поставленные в начале работы основные вопросы теории пятен.

## 7. Заключение

Описана элементарная энергетическая модель солнечного пятна, учитывающая, что существенный вклад в общий энергетический баланс системы вносит гравитационная энергия вещества, вытесненного расходящимся магнитным полем пятна из его верхней воронкообразной части (из области вильсоновской депрессии) и перемещенного на глубину «нижней магнитной границы» пятна – в область, где сильно сжатая магнитная силовая трубка, формирующая солнечное пятно, начинает резко расширяться книзу.

Такой подход позволяет выделить область устойчивых равновесных состояний пятна и показать, что существует предельное значение напря-

женности магнитного поля в пятне ( $4 \div 5$  кГс), а глубина нижней границы пятна составляет всего  $2 \div 4$  тысяч км.

Рассмотрены долгопериодические ( $T \geq 20$  минут) собственные колебания солнечного пятна вблизи выделенных равновесных состояний, рассчитана зависимость частоты собственных вертикально-радиальных колебаний пятна от напряженности магнитного поля.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН №30 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля».

### Литература

1. *Thomas J.H., Cram L.E., Ney A.H.* // Nature. 297. P. 485. 1982.
2. *Bogdan T.J.* Sunspot oscillations: a review// Solar Phys.V.192. P.373-394. 2000.
3. *Zhukov V.I.* A&A, v. 433, P. 1127-1132. 2005.
4. *Кадомцев Б.Б.* Вопросы теории плазмы. М. Атомиздат, вып. 2, С.132. 1963.
5. *Шафранов В.Д.* Там же, С. 92-131.
6. *Соловьев А.А.* Солнечные данные, №4, с. 54-60. 1976.
7. *Соловьев А.А.* Астрономический журнал, 1984, т.64, вып. 5, С. 764-770.
8. *Соловьев А.А.* Солнечные данные. 1984. №1, С.73-78.
9. *Певцов А.А., Саттаров И.С.* Солнечные данные,1985.№3, с. 65-71.
10. *Наговицын Ю.А.* Письма в АЖ. 1997. Т. 23. №11. с. 749 – 751.
11. *Williams D., van Driel-Gestelyi L., Nakariakov V.M.* Advances. in Space Res. v.11. 2004
12. *Zhao J., Kosovichev A.G, Duval T.L.* Astrophys. J. 2001. V. 557. P. 384-388.
13. *Соловьев А.А.* Докторская диссертация «Теоретические исследования магнитной структуры солнечных пятен». Москва, ИЗМИРАН, март 1992 г.
14. *Borzov V.V., Vialshin G.F., Nagovitsyn Yu.A.* Contrib. Astr. Obs. Skalnaté Pleso. 1986. v. 15. p. 75-85.
15. *Gelfreikh G.B., Shibasaki K., Nagovitsyna E.Yu., Nagovitsyn Yu.A.* Proceedings of IAU Symposium No 223. Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity. St. Petersburg. 2004.
16. *Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu.* Quasi-periodic oscillations of Microwave Emission in Solar Active Regions – Publ. Astr. Soc. Japan, 2005.
17. *Гельфрейх Г.Б. и др.* VII Пулковская конференция по физике Солнца. Климатические и экологические аспекты солнечной активности. ГАО РАН. 2003. С. 111-116.
18. *Соловьев А.А.* Астрономический журнал. 1997. т. 74. №1, С.131-138.
19. *Соловьев А.А.* Астрономический журнал. 1998. т. 75. №1, С.125-131.
20. *Gingerich O. et al.* Solar Phys. 1972. v. 18. P. 347.
21. *Spruit H.C.* Solar Phys. 1974. v. 34. P. 277-290.
22. *Kopp G., Rabin D.* Solar Phys. 1992. v. 141. P. 253-265.
23. *Соловьев А.А.* Письма в Астрон. журнал. 1976. т.2. №1, С. 39-43.
24. *Лонгмайр К.* Физика плазмы. М. Атомиздат. 1966.

## **УМЕНЬШЕНИЕ ПЛОЩАДИ ТЕНИ ПЯТНА НА СТАДИИ РЕГУЛЯРНОЙ ДИССИПАЦИИ**

**Соловьев А.А., Кузнецова М.А.**

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

## **THE DECREASING OF SUNSPOT UMBRAL AREA ON THE STAGE OF REGULAR DISSIPATION**

**Soloviev A.A., Kuznetsova M.A.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS,  
Saint-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*It was done the comparison of two models of dissipating sunspots, which describe, in a different way, the dependence of sunspot area on time. It was shown, that characteristic feature of the slow decay stage of sunspot evolution is the retarding of sunspot area dissipation rate with time.*

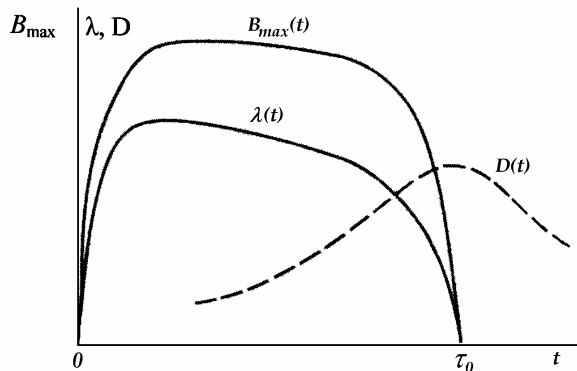
Существуют две модели, описывающих распад солнечных пятен на временах, близких к наблюдаемым, но дающих качественно различные зависимости размера пятна (или площади его тени) от времени на стадии медленной регулярной диссипации пятна.

В 1992 году Зеленым и Миловановым для описания физических свойств развитых солнечных пятен были применены представления о фрактальных кластерах [1]. Согласно их кластерно-фрактальной модели солнечных пятен, скорость убывания площади тени пятна на ветви ее спада растет со временем и при  $S_U \rightarrow 0$  составляет вполне определенную конечную величину:  $V = \frac{dS_U}{dt}$ ;  $\lim_{S \rightarrow 0} V \neq 0$  (см. рис. 1, взятый из статьи [1]).

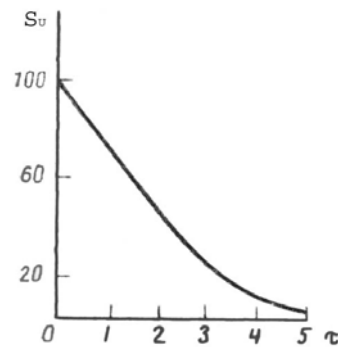
Другая модель солнечного пятна учитывает диффузию магнитного поля через тонкий самоподдерживающийся слой на границе между магнитной силовой трубкой пятна и окружающей ее конвективной зоной [2-5]. Согласно этой модели величина  $V$  на стадии регулярной (без эффектов дробления) диссипации солнечного пятна уменьшается со временем и стремится к нулю при  $S_U \rightarrow 0$  рис. 2 [5], т.е. наряду с хорошо известной «линейной стадией» диссипации для больших пятен обнаруживается замедление процесса диссипации в пятнах относительно малых размеров.

Этот эффект был в свое время подтвержден [3] на материале фотогелиограмм ГАС ГАО. На рис. 3, взятом из указанной работы, представле-

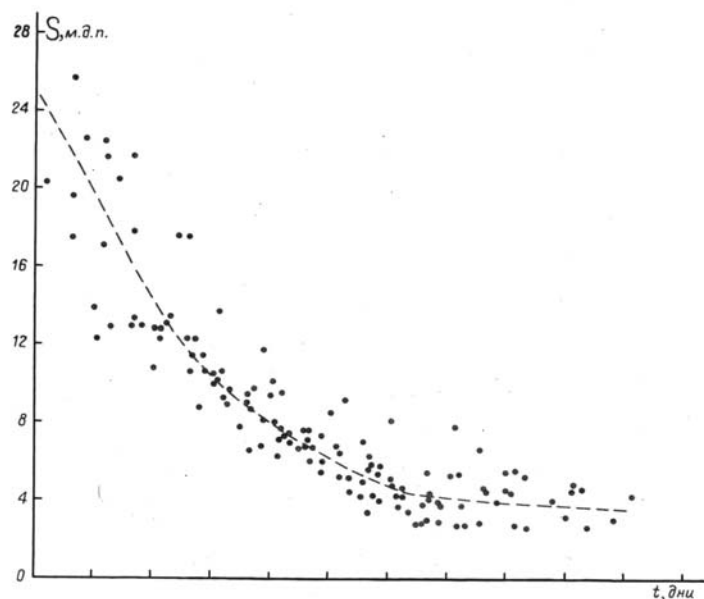
на сводная кривая изменения площади пятен на стадии медленной диссипации для 19 солнечных пятен.



**Рис. 1.** Качественная зависимость максимальной напряженности магнитного поля в пятне  $V_{max}$ , радиуса тени  $\lambda$  и фрактальной размерности  $D$  от времени. Абсолютная величина производной  $\lambda$  по времени достигает своего максимума при  $t = \tau_0$ .



**Рис. 2.** Изменение со временем площади ядра пятна, полученное из модели пятна с тонким граничным слоем (рисунок взят из работы [5]). Здесь  $\tau$  – характерное время диффузии в масштабе 1 тысячи км, равное примерно 3 суткам.

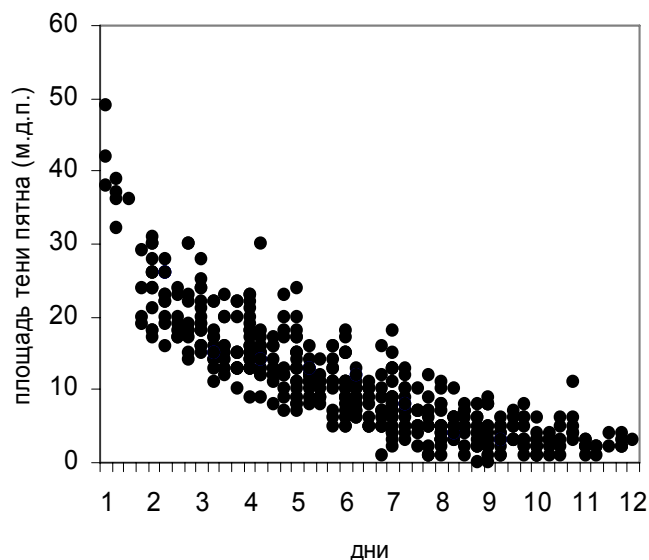


**Рис. 3.** Эволюционная кривая  $S(t)$ , полученная по фотогелиограммам ГАС ГАО [3].

В настоящей работе зависимость  $V(t)$  была построена для 95 солнечных пятен достаточно правильной формы, обнаруживающих на диске стадию медленной регулярной диссипации. Нами использованы данные электронного гринвичского каталога солнечных пятен за период с 1963 по 1976 годы.

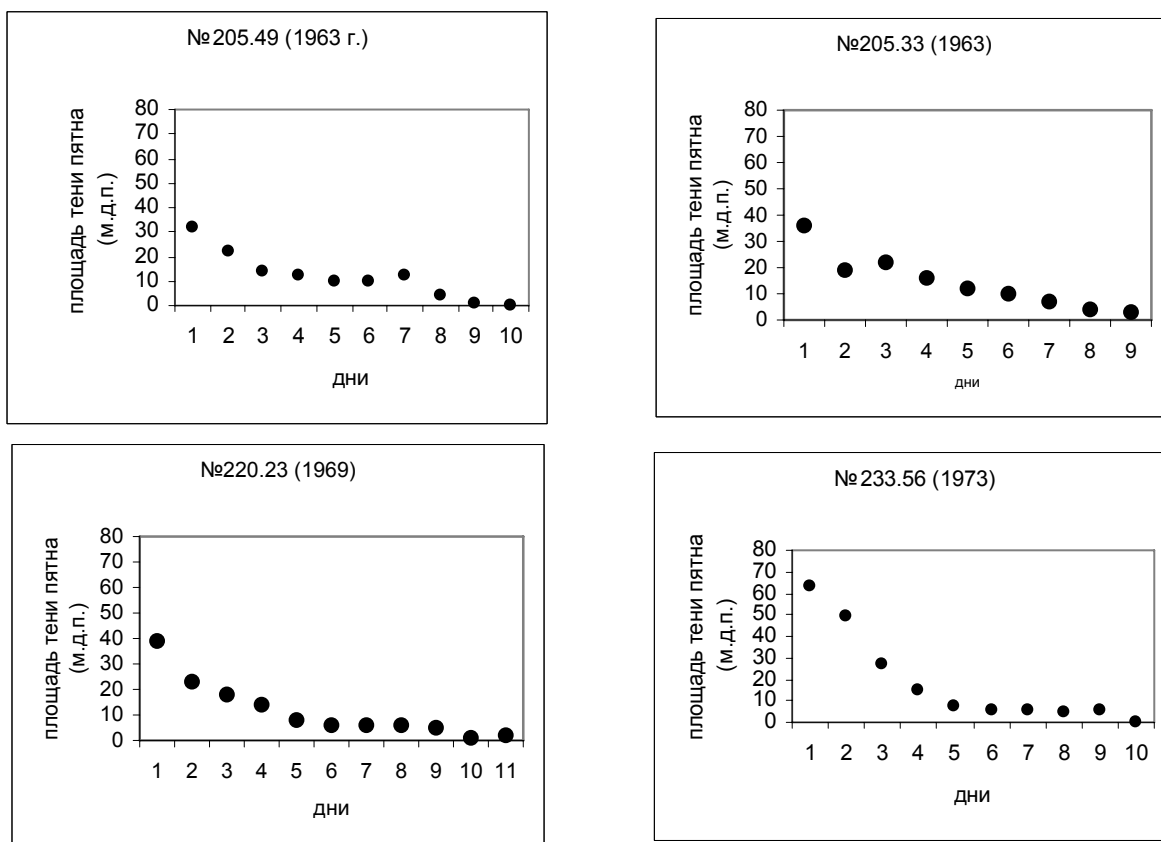
Параллельным переносом по оси времени с шагом равным 0,25 суток индивидуальные кривые  $S(t)$  для отдельных пятен были сведены в общую для данной группы эволюционную кривую.

Основной результат работы представлен на рис.4.



**Рис. 4.** Обобщенная (сводная) зависимость площади тени пятен от времени по материалам гринвичского электронного каталога.

Для наглядности на рис. 5 представлены несколько отдельных, наиболее типичных кривых, описывающих изменение площади тени пятен со временем.



**Рис. 5.** Изменение площади тени пятна со временем для отдельных пятен (нумерация по гринвичскому каталогу).

Из представленных графиков однозначно следует, что характерным явлением для стадии медленного распада солнечных пятен является именно замедление, а не ускорение уменьшения площади тени пятна со временем.

Таким образом, концепция тонкого переходного слоя на границе между магнитной силовой трубкой, формирующей солнечное пятно, и окружающей ее более горячей и турбулентной средой находит еще одно серьезное наблюдательное подтверждение.

### Литература

1. **Зеленый Л.М., Милованов А.В.** Эволюция солнечных пятен: кластерная модель // Письма в АЖ, 1992, т.18, №7, с.622-629.
2. **Соловьев А.А.** Омическая диссипация солнечных пятен// АЖ, 1976. Т.53, №1, с.140-147.
3. **Соловьев А.А.** К вопросу о диссипации солнечных пятен// Солнечные данные, 1976, № 7, с.83-88.
4. **Соловьев А.А.** Проблема диссипации солнечных пятен // АЖ, 1991.Т. 68, №1, с. 166-174.
5. **Соловьев А.А.** Закон уменьшения площади и напряженности магнитного поля в солнечном пятне на стадии диссипации// АЖ, 1991. Т. 68, №3, с.624-631.

## **ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН**

**Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.**

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

## **THE LONG-TERM OSCILLATIONS OF SUNSPOTS**

**Soloviev A.A., Nagovitsyn Yu.A.**

*Central astronomical observatory at Pulkovo, Saint-Petersburg, Russia,  
solov@gao.spb.ru, nag@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*The results of data processing of time series on sunspot magnetic fields strength variations (obtained by Vyalshin and Nagovitsyn) are presented. The dependence between a frequency of the natural long-term oscillations and magnetic field strength, indicating two distinctly separated branches (for small and large sunspots) is derived. The theoretical interpretation of the observed dependence  $\omega(B)$  in terms of the energetic model of sunspot is deduced. The empirical and theoretical results agree closely with each other giving an opportunity to diagnostics of a sunspot morphology.*

### **Введение**

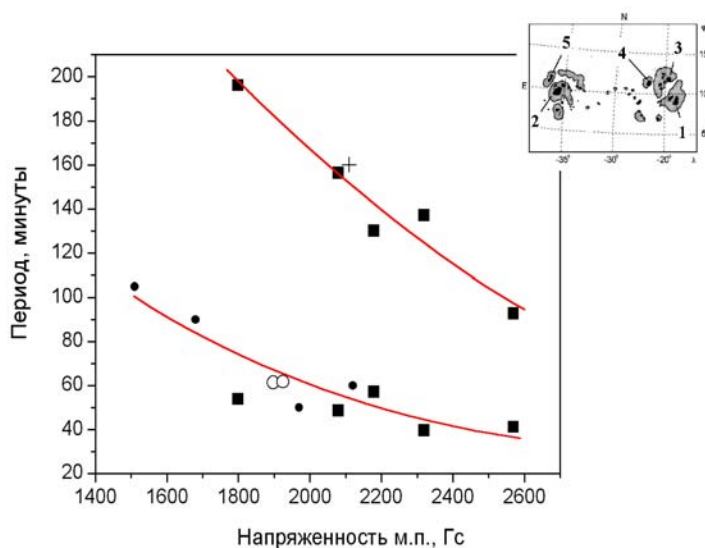
В [1] было показано, что исследование долгопериодических ( $T > 20$  минут) колебаний солнечных пятен представляет собою важное направление локальной гелиосейсмологии, позволяя диагностировать физические параметры пятен в равновесном состоянии, около которого совершаются данные колебания. Речь, в частности идет о вертикально-радиальных колебаниях, при которых напряженность магнитного поля пятна квазипериодически меняется со временем: когда пятно смещается вверх, в менее плотные слои атмосферы, его магнитная силовая трубка слегка расширяется и магнитное поле уменьшается, а при смещении вниз – возрастает. Эти изменения магнитного поля солнечных пятен достаточно надежно регистрируются на фотосферном уровне оптическими методами, в частности, путем измерения зеемановского расщепления отдельных спектральных линий [2]. Для выявления эффекта долгопериодических колебаний пятен необходимо сочетание следующих условий: а) выбранные устойчивые по форме пятна; б) достаточно длинные ряды наблюдений их магнитного поля (по крайней мере, 3-4 часа); в) хорошее временное разрешение (не хуже 10 минут); г) адекватная методика обработки, учитывающая нестационарность колебаний. Насколько нам известно, такие исследования проводились только пулковской группой [2-5], да и то, главным образом, в связи с

изучением обнаруженных долгопериодических абсолютных горизонтальных колебаний [6] и крутильных колебаний, открытых в КрАО [7].

В данной работе мы представляем один из примеров построения такого наблюдательного ряда, приводим результаты его обработки современными методами, находим зависимости полученных периодов, а также амплитуды колебаний пятен от напряженности магнитного поля и проводим сравнение полученных эмпирических зависимостей с развитой теоретической моделью солнечного пятна, учитывающей основные физические признаки пятна: веерообразную структуру поля над пятном, наличие вильсоновской депрессии, внешнего магнитного поля, а также нижнюю магнитную границу солнечного пятна – тот уровень, начиная с которого магнитная силовая трубка пятна начинает резко расширяться книзу [1].

### 1. Наблюдательные данные и эмпирические зависимости

Наблюдения вариаций магнитного поля солнечных пятен были проведены Г.Ф. Вяльшиным в Пулкове в 1975 году (им были получены две уникальные серии продолжительностью 9 часов с временным разрешением 10 мин), а также одним из соавторов этой работы на ГАС ГАО в 1984 г. и в обсерватории Какауаль АН Кубы в 1990 году. Магнитные поля измерялись в достаточно крупных солнечных пятнах, входивших в состав биполярных групп. Поперечный размер (радиус тени) ведущих пятен в группе составлял около 8-10 тыс. км, а в хвостовых пятнах – 4-5 тыс. км.

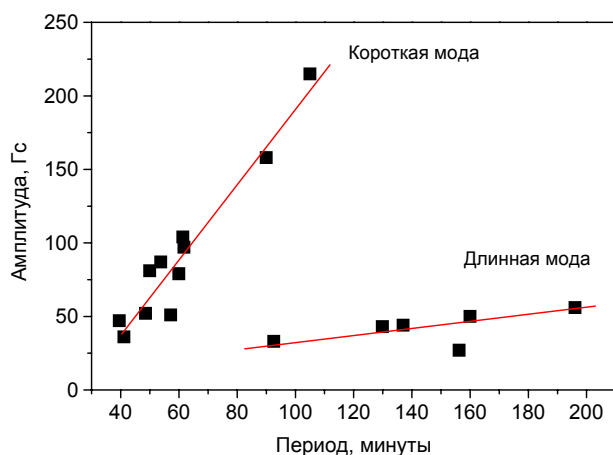


**Рис.1.** Изменение периода колебаний магнитных полей пятен в зависимости от величины центральной напряженности поля. В правом верхнем углу – группа пятен, по которой Г.Ф. Вяльшиным получен наиболее длительный наблюдательный ряд (на рисунке это квадратики), Крестик, светлые и темные кружки – наблюдения Ю.А. Наговицына. В общей сложности для обработки были использованы 4 независимые серии.

В результате обработки исходных временных рядов с помощью оригинальной методики, использующей вейвлет-подход [8], было выявлено наличие двух мод долгопериодических колебаний пятен: одна - с периодами колебаний в интервале от 40 до 100 минут (в зависимости от напряженности магнитного поля пятна  $B$ , которая изменяется в интервале от 2600 Гс



до 1500 Гс), а другая мода - в интервале периодов от 100 до  $\geq 200$  минут (при  $1600 \text{ Гс} < B < 2600 \text{ Гс}$ ). Результаты представлены на рис. 1 и 2.



**Рис. 2.** Две моды собственных колебаний пятен, показанные на рисунке 1, хорошо разделяются и по зависимости амплитуда – частота (период).

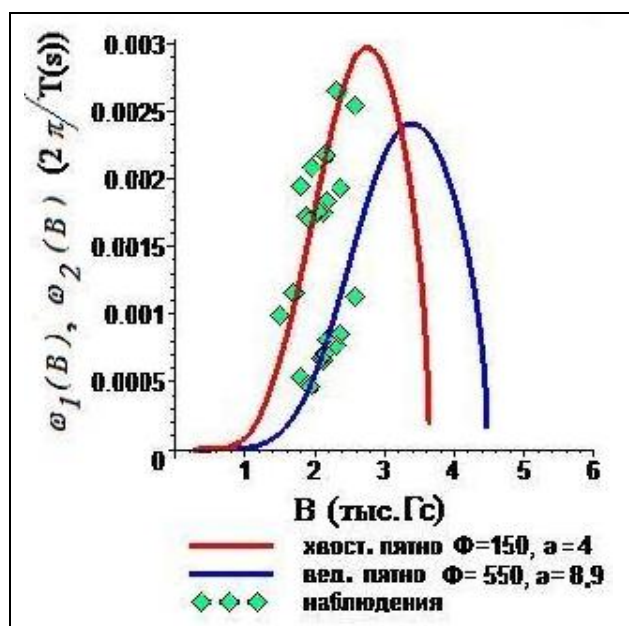
Необходимо подчеркнуть, что длинные и короткие периоды наблюдались в *каждом* из изучаемых пятен биполярной группы (как в ведущем, так и в хвостовом).

Здесь очень важным является тот факт, что наблюдения, проведенные независимо в разные годы и разными наблюдателями, хорошо согласуются друг с другом и «укладываются» в единые, четко выраженные зависимости. Это свидетельствует о том, что в основе выявленного эффекта действительно лежат общие, характерные для всех солнечных пятен физические процессы.

## 2. Теоретическая модель пятна и сопоставление эмпирических и теоретических зависимостей

Модель «мелкого» солнечного пятна, развитая в [1], позволяет описать полученные выше результаты, используя свободные параметры модели. Этих параметров, по существу, только два. Первый из них – магнитный поток в тени пятна  $\Phi = B\pi a^2 = const$ , где  $a$  – радиус поперечного сечения тени на уровне наблюдаемых слоев, т.е. на глубине вильсоновской депрессии,  $B$  – средняя по сечению напряженность магнитного поля в пятне. Второй варьируемый параметр модели – магнитная шкала высоты  $\lambda_m$ , точнее, – коэффициент пропорциональности в формуле для магнитной шкалы:  $\lambda_m = \varepsilon \frac{a}{B^2}$ . В рамках модели [1] величина этого коэффициента остается неопределенной, но для того, чтобы магнитная шкала высоты имела разумное (соответствующее известным наблюдательным данным) значение этот коэффициент должен быть примерно равен 0.4-0.5 [1]. Что касается магнитного потока, то его в данной задаче удобно выразить в единицах  $10^{19}$  Мкс, поскольку в модели [1] напряженности магнитного поля выражаются в килогауссах, а длины – в тысячах км. Тогда для пятна с напряженностью поля около 2 кГс и радиусом тени 4-5 тыс. км поток составит  $\Phi \cong 100 - 150$ , а для пятна с  $a \cong 8 - 10$  тыс. км,  $\Phi \cong 500 - 600$  единиц потока. Согласно Ал-

лену [9], в ведущем и хвостовом пятне отношение магнитных потоков составляет в среднем 3.7.

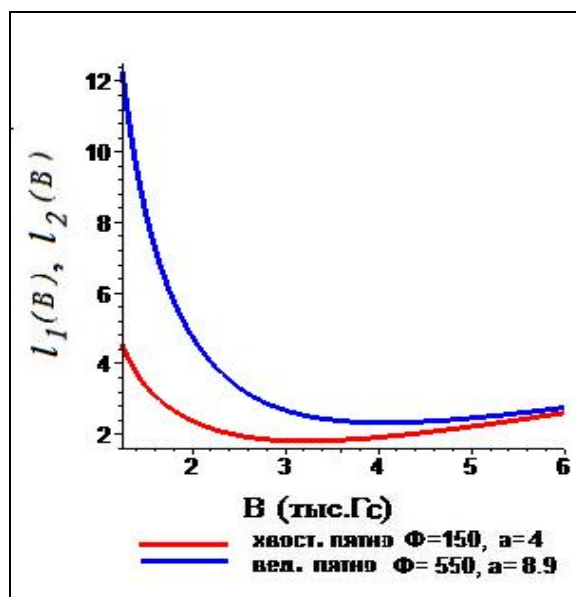


**Рис. 3.** Теоретическая (сплошные линии) и наблюдаемая (ромбики) зависимости частоты колебаний солнечных пятен от напряженности магнитного поля. Для параметра  $\varepsilon$  приняты значения 0.4 для хвостовых пятен и 0.5 – для ведущих.

Имеет место практически полное совпадение теоретически рассчитанной кривой с данными наблюдений.

Область устойчивости пятна – 1-4.5 кГс также хорошо соответствует известным наблюдательным фактам.

**Рис. 4.** Зависимость глубины нижней магнитной границы пятна  $l$  от напряженности магнитного поля в пятне. Для наблюдавшихся в рассматриваемых пятнах напряженностей магнитного поля, характерные глубины составляют 2-4 тыс. км. Для устойчивого равновесия солнечных пятен с большим магнитным потоком, но малыми (около 1 кГс) напряженностями поля требуются нереально большие глубины (около 10-12 тыс. км). По-видимому, такие состояния не реализуются (и, как известно, не наблюдаются – малые напряженности поля характерны для пятен малого размера, т.е. имеющих минимальный магнитный поток).



Если мы воспользуемся этим соотношением и примем для хвостовых пятен в качестве среднего значения магнитного потока величину 150, то для ведущих, больших по размеру пятен будем иметь  $\Phi \approx 550$ . Эти средние величины магнитных потоков хорошо соответствуют имеющимся наблюдательным сведениям о рассматриваемых пятнах.

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчетов зависимостей частот собственных колебаний, а также глубин нижней магнитной границы пятен для исследуемых конкретных случаев.

### 3. Проблема амплитудно-частотной зависимости

Особый интерес представляет результат, показанный на рис 2. То, что две ветви колебаний (высоко- и низкочастотная) имеют существенно разные амплитуды, но при этом обе моды колебаний проявлены в каждом из пятен, явно свидетельствует о том, что здесь мы имеем дело со связанными колебаниями двух осцилляторов. Поскольку рассматриваются колебания пятен, находящихся в биполярных областях, такое объяснение является не только естественным, но и необходимым. Связь пятен-осцилляторов осуществляется через их надфотосферное магнитное поле, связывающее в группе солнечные пятна противоположной полярности. Это поле резко ослабевает с высотой и полное его натяжение  $\pi a^2 \frac{B^2}{4\pi}$  в короне много меньше такового на уровне фотосферы. Это означает, что мы имеем дело с колебательной системой с очень слабой связью. В таком случае, как известно, частоты коллективных колебаний практически совпадают с собственными частотами каждого из осцилляторов. Именно это в данном случае мы и наблюдаем: каждое пятно в биполярной паре колеблется на собственной частоте и на частоте партнера. Амплитуда этих колебаний может быть различна за счет того, что одна из указанных частот (в данном случае – более высокочастотная мода, с периодом  $\approx 1$  часа) оказывается близкой к частоте некоторой квазипериодически действующей вынуждающей внешней силы. В качестве такой силы может выступать возмущение со стороны ячеек мезогрануляции, поскольку характерное время жизни конвективных элементов в этом пространственном масштабе как раз составляет по современным представлениям примерно 40-100 минут.

### 4. Заключение

Наблюдения долгопериодических собственных колебаний пятен вместе с предлагаемой теоретической интерпретацией на основе модели «мелкого» солнечного пятна создают хорошие перспективы для диагностики особенностей строения пятен. Если короткопериодические 3-минутных колебания, интерпретируются обычно в рамках модели однородной вертикальной магнитной трубки и позволяют, в лучшем случае, диагностировать вертикальный температурный профиль пятна, то исследования собственных долгопериодических мод позволяют изучать морфологию конкретного объекта солнечной активности – солнечного пятна. Это тем более актуально, что до последнего времени теоретические и практические исследования солнечных пятен велись, главным образом, в направлении описания короткопериодических колебательных процессов.

Сейчас же, имея ввиду уже достаточно большой объем накопленных наблюдательных свидетельств о различных типах долгопериодических колебаний в солнечных пятнах ([2-7] и др.), мы можем говорить, фактически, об исследованиях нового явления на Солнце, важного для понимания фи-

зических процессов, лежащих в основе явления солнечной активности, а также имеющего большие диагностические возможности.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН №30, «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля», а также грантов РФФИ № 04-02-17560 и № 05-07-90107.

### Литература

1. **Соловьев А.А.** Модель солнечного пятна с гравитационной энергией связи// Настоящий сборник. 2005.
2. **Borzov V.V., Vialshin G.F., Nagovitsyn Yu.A.** Variations of the Magnetic Field Strengths in the Sunspots of 1982 June and July Groups and 1984 June Group // Contrib. Astron. Obs. Skalnat Pleso, Vol. 15, Part 1, p. 75 – 85. 1986.
3. **Наговицын Ю.А., Вяльшин Г.Ф.** Особенности колебательных процессов в группах солнечных пятен СД 135/1984 и СД 136/1984 // Солн. данные, № 9, с.91-96, 1990.
4. **Nagovitsyn Yu.A., Vyalshin G.F.** Quasi-periodic Variations of Magnetic Field Strength in Sunspots // Astron. Circular. № 1553. 1992.
5. **Вяльшин Г.Ф., Наговицын Ю.А., Гольдварг Т.Б.** «Быстрые изменения» магнитных полей пятен: нелинейность квазипериодических колебаний. // Труды международной конференции «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», ГАО РАН, СПб, с.101-106, 2001.
6. **Наговицына Е.Ю.** Исследование квазипериодических движений пятен и особенностей горизонтального поля скорости на Солнце координатными методами повышенной точности // Автореф. канд. диссертации. Л.: 1990. 14 с.
7. **Гонасюк С.И.** Возможные крутильные колебания пятен с периодом 40 мин.// Изв. КрАО, 75, с.9, 1985.
8. **Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., and Nagovitsyna E.Yu.** "Quasi-periodic oscillations of Microwave Emission in Solar Active Regions" // PASJ, Vol. 58, No. 1, 2006.
9. **Аллен К.У.** Астрофизические величины. М.: Мир. 1977. - 446 с.

## **СВЯЗЬ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ С ЭРУПТИВНЫМИ ПРОТУБЕРАНЦАМИ И ПОСТЭРУПТИВНЫМИ АРКАДАМИ**

**Файнштейн В.Г.**

*Институт солнечно-земной физики СО РАН, 664033, г. Иркутск, а/я-4026.  
e-mail: vfain@iszf.irk.ru*

## **THE ASSOCIATION OF CORONAL MASS EJECTIONS WITH ERUPTIVE PROMINENCES AND POSTERUPTIVE ARCADES**

**Fainshtein V.G.**

*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, 664033, Irkutsk, P.O. Box4026*

### **Abstract**

*It is shown that there is positive correlation between angle sizes (in the plane of the sky) of eruptive prominences and/or posteruptive arcades and associated with them coronal mass ejections (CME). New regularities are found in the linkage between latitude of eruptive prominences (posteruptive arcades) and locations of associated with them CMEs. The interpretation of these regularities is suggested.*

### **Введение**

Еще со времени скайлэбовского периода наблюдений известно, что корональные выбросы массы (КВМ) часто наблюдаются в тесной связи с эруптивными протуберанцами (ЭП) или волокнами [1]. Многие КВМ имеют характерную структуру из трех частей: наружная яркая оболочка, внутренняя темная полость и замыкающую структуру яркое ядро [2]. Такое ядро интерпретируется как материал эруптивного протуберанца (волокна).

КВМ, связанные с ЭП, относят к особому классу корональных выбросов массы. Считается, что они по сравнению с КВМ, связанными со вспышками, в среднем обладают меньшей скоростью [3, 4] и во многих случаях характеризуются в поле зрения коронографа постоянным ускорением [4].

Одним из индикаторов возможного местоположения источника КВМ на Солнце рассматривают постэруптивные аркады (ПЭА). Согласно результатам работы [5], существует практически однозначное соответствие между ПЭА, наблюдаемыми прибором SOHO/EIT в линии 195А, и КВМ, детектируемыми в белом свете коронографами SOHO/LASCO. При этом заметим, что ПЭА связаны с более широким классом КВМ, чем КВМ, сопровождающиеся эруптивными протуберанцами.

Недавно, на основе анализа небольшой выборки лимбовых КВМ, связанных с ЭП, автором было показано, что между видимыми в плоскости неба угловыми размерами корональных выбросов массы и эруптивных

протуберанцев существует положительная корреляция: в среднем с ростом размера ЭП увеличивается размер связанного с ним КВМ [6, 7].

В настоящей работе связь между размерами КВМ и размерами ЭП и/или ПЭА исследована с использованием статистически более значимой выборки. Изучены также закономерности, характеризующие связь между положением эруптивного протуберанца (постэруптивной аркады) и траекторией КВМ.

### 1. Данные и методы анализа

Для анализа были отобраны 68 событий периода декабрь 1996 г. – декабрь 2002 г. Прежде всего, по данным SGD (<http://sgd.ngdc.noaa.gov/sgd/jsp/solarindex.jsp>) были отобраны события с эрупцией лимбового протуберанца (события типа EPL), зарегистрированного по  $H\alpha$  наблюдениям солнечной атмосферы. Затем были визуально проанализированы ежедневные последовательности изображений Солнца и короны (mpg-movies), полученные приборами SOHO/EIT [8] и SOHO/LASCO [9]. В результате такого анализа из выделенных событий типа EPL были отобраны события, для которых на изображениях Солнца в линии FeXII 195A (SOHO/EIT) отчетливо наблюдалась эрупция протуберанца или постэруптивная аркада, а в поле зрения коронографа был виден связанный с этими проявлениями активности КВМ. К этим событиям были добавлены события с ЭП (ПЭА), которые не были связаны с событиями типа EPL по данным  $H\alpha$  наблюдениям, но были видны в линии 195A.

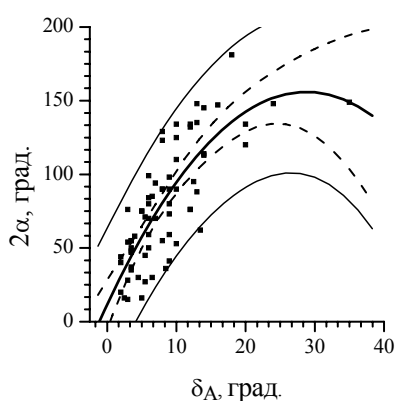
Размер волокна определялся как максимальный угловой размер  $\delta_A$  изображения волокна в плоскости неба в начальный период эрупции. Длина постэруптивной аркады находилась как угловое расстояние между центрами крайних арок аркады на ее оси. Точность определения длины эруптивного волокна или постэруптивной аркады в этом случае составляла, по оценкам, ~10-20%.

Угловые размеры всех рассмотренных лимбовых КВМ даны в “LASCO CME catalog” ([http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME\\_list/index.html](http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/index.html)). Тем не менее, мы сочли необходимым провести независимое определение этих размеров по данным LASCO C3. Это было сделано с помощью разностных калиброванных изображений короны с уровнем обработки L1. При этом угловые размеры КВМ находились в моменты времени, когда видимый фронт КВМ в плоскости неба оказывался на расстоянии  $(8-20)R_0$  (здесь  $R_0$  – радиус Солнца). В большинстве случаев найденные таким образом размеры КВМ совпадали с точностью  $\pm 3$  градуса с угловыми размерами КВМ, представленными в “LASCO CME catalog”. В нескольких случаях полученные нами размеры КВМ более существенно отличались от значений, приведенных в “LASCO CME catalog”. Возможные причины этого мы предполагаем обсудить в более полной версии данной работы.

В тех случаях, когда полученные нами угловые размеры КВМ незначительно отличались от размеров приведенных в “LASCO CME catalog”, в данной работе использовались размеры КВМ из этого каталога. При различии более чем на 30% размеров КВМ, представленных в “LASCO CME catalog”, или полученных в данной работе, для количественного анализа использовались размеры КВМ, полученные автором.

## 2. Результаты

На Рис.1 показана зависимость углового размера ( $2\alpha$ ) лимбового КВМ от видимого размера ( $\delta_A$ ) связанного эруптивного протуберанца (постэруптивной аркады). Видно, что с увеличением  $\delta_A$  величина  $2\alpha$  в среднем возрастает.



**Рис. 1.** Толстая сплошная линия – линия регрессии с уравнением  $\langle 2\alpha \rangle = -0.175(\delta_A)^2 + 10.064\delta_A + 11.296$ . Коэффициент корреляции  $K = 0.63$ . Пунктирные линии – пределы 95% доверительного интервала для линии регрессии, тонкие сплошные линии – пределы интервала предсказаний.

Из Рис.1 также следует, что полученная зависимость характеризуется заметным рассеянием точек относительно линии регрессии. Одной из наиболее вероятных причин этого, по мнению автора, является использование в качестве меры углового размера ЭП и/или ПЭА видимых угловых размеров этих структур в плоскости неба. Можно предположить, что использование реальных размеров ЭП и ПЭА при построении зависимости на Рис.1 приведет к уменьшению разброса точек относительно линии регрессии. Косвенно в поддержку этой гипотезы свидетельствуют результаты работы [10]. В ней показано, что угловой размер КВМ в случае, когда «встроенный» в него эруптивный протуберанец вытянут вдоль лимба в среднем примерно в 1.6 раз больше, чем тогда, когда протуберанец перпендикулярен плоскости неба. Но при этом реальная средняя длина эруптивного протуберанца в обеих группах КВМ должна быть одинаковой.

Была также изучена связь угловых положений ЭП и ПЭА ( $\theta_{P-A}$ ) с угловыми положениями осей КВМ ( $\theta_{CME}$ ) при удалении фронта КВМ на расстояние  $R_F > 8R_0$ . Показано, что в среднем  $\theta_{P-A}$  и  $\theta_{CME}$  заметно различаются. Автор предполагает, что основной причиной этого является не различие в местоположениях ЭП и ПЭА с одной стороны и источников КВМ с другой, а отклонение траектории КВМ от радиального направления на расстоянии  $R_F < (2-5)R_0$ . Это явление неоднократно наблюдалось и отмечалось в литературе [11].

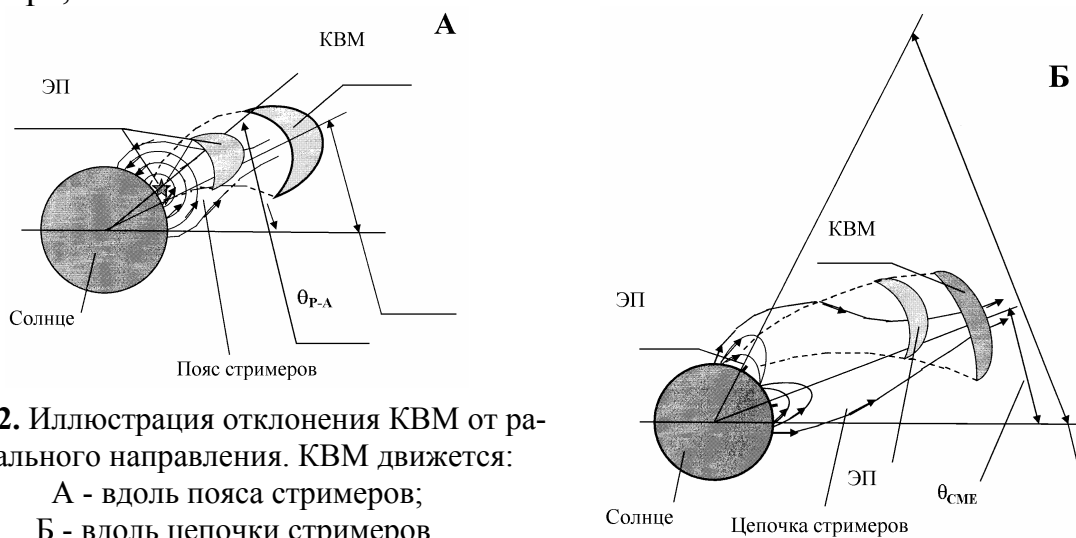
Оказалось, что соответствие между  $\theta_{P-A}$  и  $\theta_{CME}$  различается в зависимости от фазы цикла солнечной активности. В период декабрь 1996 г. – июнь 1999 г. для всех рассмотренных событий  $|\theta_{P-A}| > |\theta_{CME}|$ , а в последующий период доля таких событий составляет  $\sim 52.4\%$ . При этом для случаев с  $|\theta_{P-A}| > 30^\circ$  доля таких событий в этот период составляет  $\sim 67\%$ .

Была проанализирована связь местоположения ЭП и ПЭА (а значит, как мы предполагаем, местоположений источников КВМ) с типом крупномасштабных структур короны, в основании которых ЭП и ПЭА находятся. К таким структурам относятся пояс корональных стримеров и цепочки корональных стримеров (см. например, [12] и цитируемую там литературу). Напомним, что пояс стримеров разделяет корональные дыры с противоположной полярностью магнитного поля, а цепочки стримеров – с одинаковой полярностью. Установлено, что для всех рассмотренных событий с  $|\theta_{P-A}| - |\theta_{CME}| > 0$  местоположения ЭП и ПЭА расположены: (а) в основании пояса корональных стримеров – 29%; (б) в основании цепочек корональных стримеров – 58%. Принадлежность к конкретным структурам не удалось установить в 13% случаев.

Аналогичные цифры для событий с  $|\theta_{P-A}| - |\theta_{CME}| < 0$  составляют 40%; 35%; 25%.

Предлагается следующая интерпретация перечисленных выше закономерностей, характеризующих связь  $|\theta_{P-A}|$  и  $|\theta_{CME}|$  в случае  $\theta_{P-A} > |\theta_{CME}|$ . Предположим, что движение КВМ на небольших расстояниях от поверхности Солнца контролируется магнитным полем пояса или цепочек корональных стримеров.

Известно, что участки пояса и цепочек стримеров, основания которых удалены от экватора на угол до  $\sim 60^\circ$ , на расстоянии  $R < (4-5)R_0$  отклоняются от радиального направления к экватору на угол, который может достигать  $30^\circ$  [13]. Это означает, что КВМ, которые формируются в области таких участков, также будут при своем движении отклоняться в сторону экватора, Рис. 2.

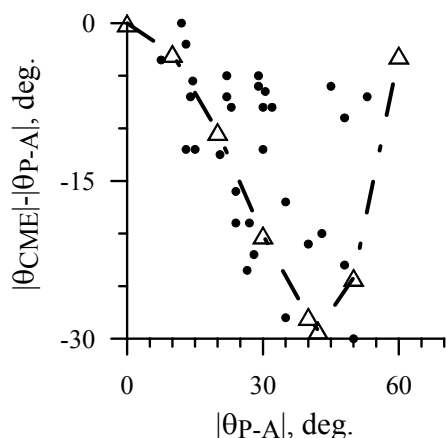


**Рис. 2.** Иллюстрация отклонения КВМ от радиального направления. КВМ движется:

- А - вдоль пояса стримеров;
- Б - вдоль цепочки стримеров.



На Рис. 3 показана зависимость  $|\theta_{\text{CME}}| - |\theta_{\text{P-A}}|$  от  $|\theta_{\text{P-A}}|$  и зависимость отклонения участков пояса и цепочек стримеров от радиального направления  $\Delta\theta(\theta_{\text{S-C}})$ . Здесь  $\theta_{\text{S-C}}$  – середина основания пояса или цепочек стримеров – см. Рис.2) по данным работы [13]. Видно, что зависимости  $|\theta_{\text{P-A}}| - |\theta_{\text{CME}}|$  от  $|\theta_{\text{P-A}}|$  и  $\Delta\theta(\theta_{\text{S-C}})$  качественно согласуются.



**Рис. 3.** Связь разности между угловыми положениями КВМ и эруптивного волокна (постэруптивной аркады) ( $|\theta_{\text{CME}}| - |\theta_{\text{P-A}}|$ ) с  $|\theta_{\text{P-A}}|$  (точки). Тонким пунктиром очерчена область рассеяния точек. Жирный пунктир показывает усредненную зависимость  $\Delta\theta(\theta_{\text{S-C}})$  из работы [15], отдельные точки которой отмечены большими треугольниками.

Случаи с  $|\theta_{\text{P-A}}| - |\theta_{\text{CME}}| < 0$  также могут быть объяснены с учетом особенностей пояса и цепочек стримеров по мере их удаления от поверхности Солнца. Подробный анализ этой ситуации будет сделан в развернутой версии данной работы. Здесь же только заметим, что реализация этого случая связана с усложнением магнитной конфигурации основания пояса и цепочек стримеров и весьма предпочтительна для нее ситуация, когда КВМ возникает в области участков пояса и цепочек стримеров, наклоненных под относительно большим углом к солнечному экватору.

### 3. Выводы

1. Показано, что в среднем с увеличением видимых (в плоскости неба) угловых размеров эруптивных протуберанцев и/или постэруптивных аркад видимые угловые размеры КВМ возрастают.

2. Обнаружено, что для рассмотренных событий преобладают случаи с  $|\theta_{\text{P-A}}| - |\theta_{\text{CME}}| > 0$ , а вблизи минимума и на фазе роста солнечной активности это неравенство справедливо для 100% рассмотренных событий. Предложена интерпретация этого явления.

В работе использовались данные SOHO/LASCO и SOHO/EIT. SOHO является проектом международной кооперации ESA и NASA. Эта работа выполнена при поддержке правительственного гранта финансовой поддержки ведущих научных школ РФ № НШ 733.2003.2, а также гранта РФФИ № 03-07-90087.

## Литература

1. **Munro R.H., J.T. Gosling, E. Hildner, R.M. MacQueen, A.I. Poland, and S.I. Ross.** The association of coronal mass ejections transients with other forms of solar activity. *Solar Phys.*, 61, 201-215, 1979.
2. **Illing R.M.E., and A.J. Hundhausen.** Disruption of a coronal streamer by an eruptive prominence and a coronal mass ejection. *J. Geophys. Res.* 91, 10,951-10,960, 1986.
3. **MacQueen R.M., and R.R. Fisher.** The kinematics of solar inner coronal transient. *Sol. Phys.*, 89, 89-102, 1983.
4. **Sheeley N.R., Jr., J.H. Watter, Y.-M. Wang, R.A. Howard. J.** Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. *Geophys. Res.*, 104, 24 739-24 768, 1999.
5. **Tripathi, V. Bolmer, and H. Cremades.** The basic characteristics of EUV post-eruptive arcades and their role as tracers of coronal mass ejection source regions. *Astron. & Astrophys.*, 422< 337-349, 2004.
6. **Fainshtein V.G.** Determininig the characteristics of halo coronal mass ejections. In: Proceedings of the International Astronomical Union, IAU Symposium 223 “Multi-Wavelength Investigations of Solar Activity”, 14-19 2004, St.-Petersburg, Edited by A.V. Stepanov, E.E. Benevolenskaya, A.G. Kosovichev, 2004, p. 377-378, 2004.
7. **Файнштейн В.Г.** Определение характеристик корональных выбросов типа Гало. Сборник научных трудов «Солнечно-земная физика», Иркутск, ИСЗФ СО РАН, 2005 (в печати).
8. **Delaboudiniere J.-P., Artzner G.E., Brunaud J., et al.** EIT: Extreme-Ultraviolet imaging Telescope for the SOHO mission. *Sol. Phys.*, 162, 291-312, 1995.
9. **Brueckner G. E., Howard R. A., Koomen M. J. et al.** The large angle spectroscopic coronagraph (LASCO). *Solar Phys.*, V.162, P. 357-402, 1995.
10. **Cremades H., and V. Bothmer.** Gtometrical properties of coronal mass ejections. *Coronal and Stellar Mass Ejections, Proceedings IAU Symposium N0. 226*, K.P. Dere, J. Wangand Y. Yan, eds., 48-53, 2005.
11. **Plunkett S.P. et al.** The relationship of green-line transients to white-light coronal mass ejections. *Solar Phys.*, 175, 699-718, 1997.
12. **Eselevich V.G., Fainshtein V.G., Rudenko G.V.** Study of the structure of streamer belts and chains in the solar corona. *Solar Phys.*, 188, 277-297, 1999.
13. **Eselevich V.G., and Eselevich M.V.** Study of the nonradial directional property of the rays of the streamer belt and chains in the solar corona. *Solar Phys.*, 208, 5-16, 2002.

**ИССЛЕДОВАНИЕ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ  
В ХРОМОСФЕРЕ И КОРОНЕ СОЛНЦА  
В АНОМАЛЬНЫЙ 2003 ГОД**

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

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

**EXAMINATION OF FAST PROCESSES IN THE CHROMOSPHERE  
AND THE CORONA OF THE SUN,  
IN THE ABNORMAL 2003**

**Shramko A.D.<sup>1</sup>, Guseva S.A.<sup>2</sup>**

<sup>1,2</sup> Kislovodsk Solar Station of the Pulkovo Astronomical Observatory of the  
Russian Academy of Science, Kislovodsk, Russia

**Abstract**

*For examination of the flare appearances in a chromosphere and a corona of the Sun datas of orbiting observatories SOHO (coronagraph LASCO C2, C3 used; spectroheliograph EIT  $\lambda 195\text{\AA}$ ,  $\lambda 304\text{\AA}$ ) and GOES (GOES12  $\lambda(1.0-8.0)\text{\AA}$ ), and also terrestrial observations of a radio telescope of a Kislovodsk Solar Station (5.1 cm), for phase 2003. We have paid special attention 2003 since it is unique and diversiform the flare activity.*

*The review of the flare activity of the Sun with 21 on 23 cycle on datas GOES has been lead and graphs of temporal allocations and sinoptic charts of flashes on which the development of the flare activity is well visible built.*

*For examination of fast processes in a chromosphere and a corona of the sun images of series development of flashes, since a chromosphere (EIT  $\lambda 195\text{\AA}$ ,  $\lambda 304\text{\AA}$ ) and their changes of aircraft attitude in a corona (LASCO C2, C3), compared with the one-dimensional scans in a radio-frequency range (a radio telescope of a Kislovodsk Solar Station  $\lambda 5.1\text{cm}$ ) have been in-process grouped together. On the obtained datas rates of propagation of transients from (1-7) Ro are metered*

*The table of comparison of X-ray flashes on datas of orbiting observatory GOES12 and their response in a white corona on datas LASCO C2 is submitted. The statistical analysis of the obtained datas is made.*

**Введение**

Солнечные вспышки при всей необычности их характеристик следует считать закономерной формой активности Солнца. В эволюции активных областей вспышки выполняют роль спускового клапана, обеспечивающего быстрое выделение избыточной энергии. Фактом, надежно установленным на основе многолетних наблюдений, является тесная «генетическая» связь вспышек с динамикой магнитных полей в активных областях. Известно, что вспышки наиболее часто возникают в сложных мультиполярных группах пятен в период их быстрой эволюции. В простейшем случае - это би-

полярная структура (два близко расположенных пятна с магнитными полями противоположной полярности). Однако сильные вспышки происходят в более сложных структурах, когда, например, пятна с одной полярностью поля находятся внутри группы пятен другой полярности. Вспышки при этом возникают в местах максимального наблюдаемого градиента продольного магнитного поля. Активные области, в пределах которых часто возникают вспышки, характеризуются не только сложностью конфигурации магнитного поля, регистрируемого на уровне фотосферы, но и наличием крупномасштабных движений, таких, например, как перестройка локализации отдельных пятен в группах, сближение пятен с полями противоположной полярности перед вспышкой и их расталкивание после вспышки, вращение пятен. По-видимому, природа вспышечного процесса существенно зависит от топологии магнитных полей в активной области. Вне атмосферные наблюдения последних лет, выполненные в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах (в основном, во время полета станции Skylab), привели к представлению о сильной неоднородности структуры магнитных полей активных областей. Оказалось, что конфигурация магнитных полей состоит из большого числа петельных образований различных масштабов, образующих своеобразные аркады, как стационарных, так и показывающих быстрые эволюционные изменения в размерах и свечении (между петлями магнитное поле более слабое и однородное). Особенно отчетливо петельные структуры наблюдаются после вспышек, когда свечение горячей плазмы как бы выделяет распределение магнитных полей. При рождении активной области в фотосферу выходят трубки магнитного поля с большой напряженностью. В настоящее время наиболее детально обосновано представление о том, что источником энергии вспышек служит магнитное поле, поскольку в верхней хромосфере и нижней короне Солнца, где возникают вспышки, наблюдения не дают указаний на существование какого-либо альтернативного энергетического резервуара.

Термин «солнечная вспышка» была введена Кэррингтоном (Carrington) в 1944 году. Солнечной вспышкой было названо неожиданное появление ярких участков на поверхности диска Солнца, которое через 2-3 суток вызывало возмущение магнитного поля Земли. Солнечная вспышка представляет собой поистине замечательное и прекрасное явление. Оно может быть самой различной – от простого локализованного уярчения до ошеломляюще сложного явления – самого мощного в солнечной системе. Во время вспышки могут выбрасываться солнечный ветер, высокоэнергичные частицы и сгустки плазмы. Совокупность наблюдательных данных по солнечным вспышкам, полученных в различных областях спектра электромагнитных волн, достаточно подробно изложена в целом ряде монографий и обзоров.

Корональные транзиенты представляют собой движущиеся от Солнца петли или облака. Петли располагаются в плоскостях наклоненных менее,

чем на  $20^\circ$  к первоначальному волокну, и толщина оснований петли линейно растет с высотой. 70%–транзиентов связывают с эруптивными волокнами, а остальные возникают с выбросами типа «спрей» и большими вспышками.

Конец октября – начало ноября 2003 г. характеризовался особо высокой активностью Солнца, которая проявилась в серии мощных солнечных вспышек.

### **Наблюдательный материал**

Для данной работы использовались данные орбитальных обсерваторий и наземных наблюдений:

I. Обсерватории GOES (GOES12 1.0-8.0 Å) за период 1976-2005 гг.;

II. За период 2003 г.:

1. Обсерватории SOHO:

а) коронографа LASCO C2 и LASCO C3;

б) спектрогелиографа EIT в линиях 195Å, 304Å;

2. Наземные наблюдения радиотелескопа ГАС ( $\lambda 5.1$  см.).

### **Методы и результаты обработки данных**

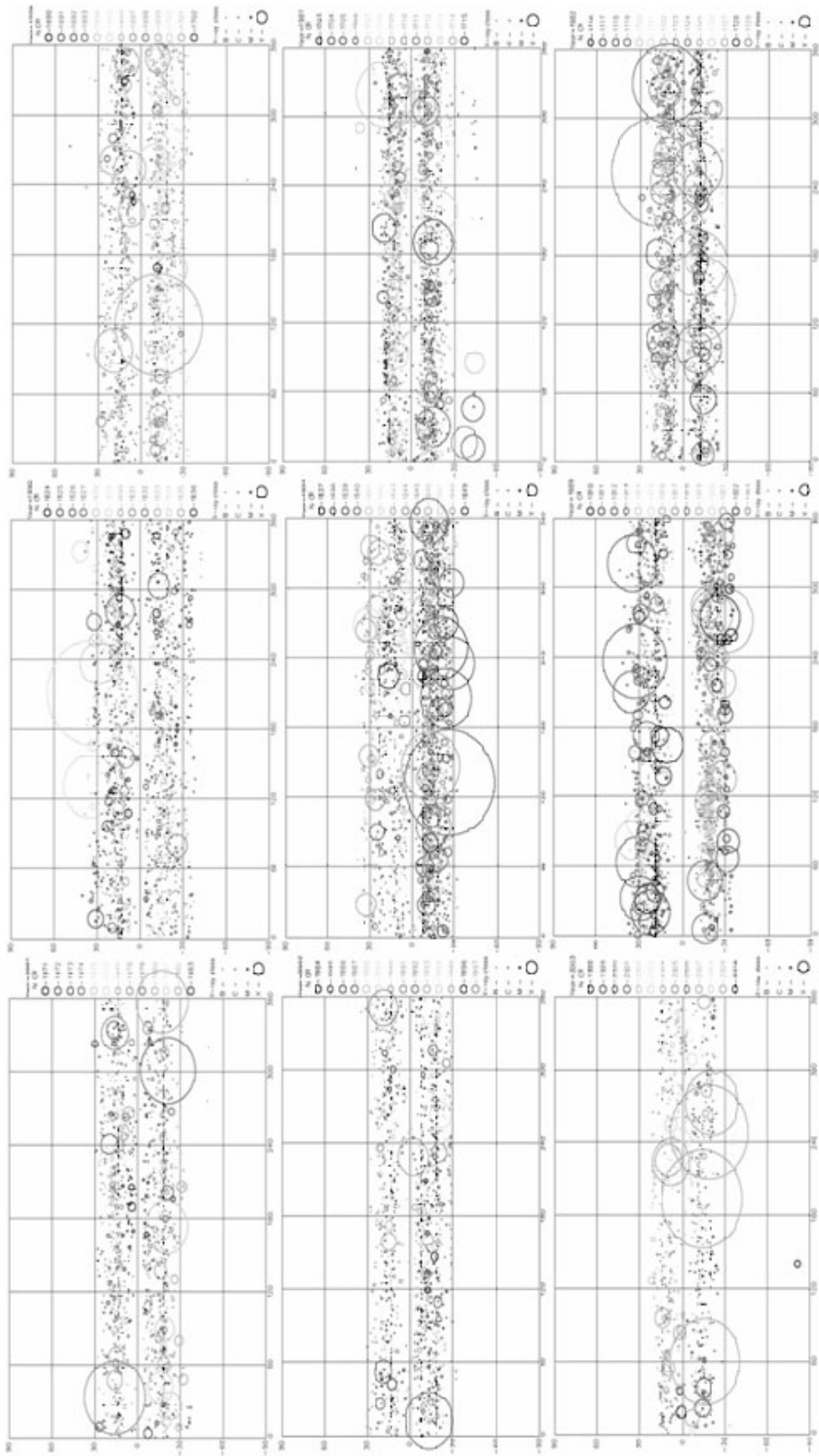
Наблюдения GOES были начаты в 1974 году, и за прошедшее время было запущено 9 таких спутников (одновременно работают два). По данным, полученным с этих спутников были построены:

1. Широтно-долготные распределения рентгеновских вспышек для каждого года в период с 1978-2004 гг. Для примера, на рис.1, представлено широтно-долготные распределения рентгеновских вспышек в периоды максимумов и ветвях спада за 21, 22 и 23 солнечных циклы. Размером радиуса окружности показан класс вспышки, а цветом ее принадлежность к тому или иному обороту;

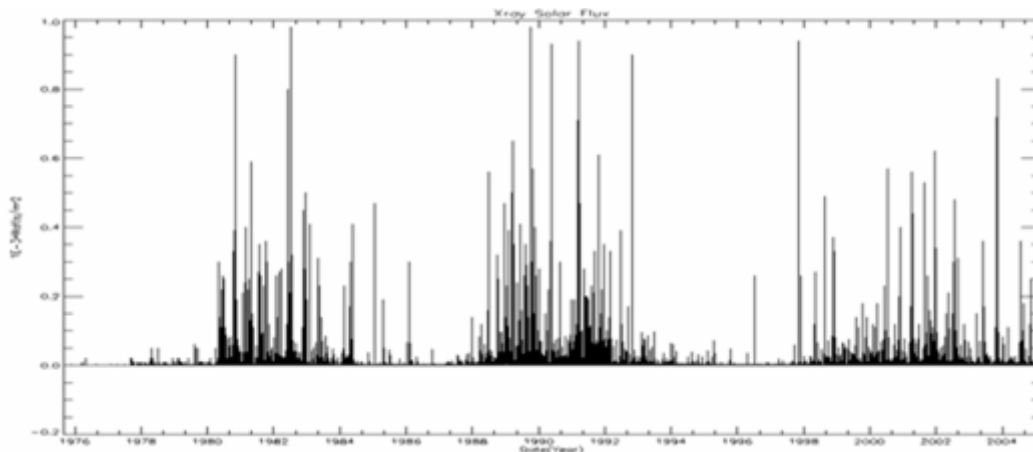
2. Временные распределения интенсивности рентгеновских вспышек за последние 3 цикла (21, 22, 23) активности Солнца (рис.2);

3. Маундеровские «бабочки» вспышечной активности (рис.3). Цветом показан класс вспышки по ее максимальной интенсивности.

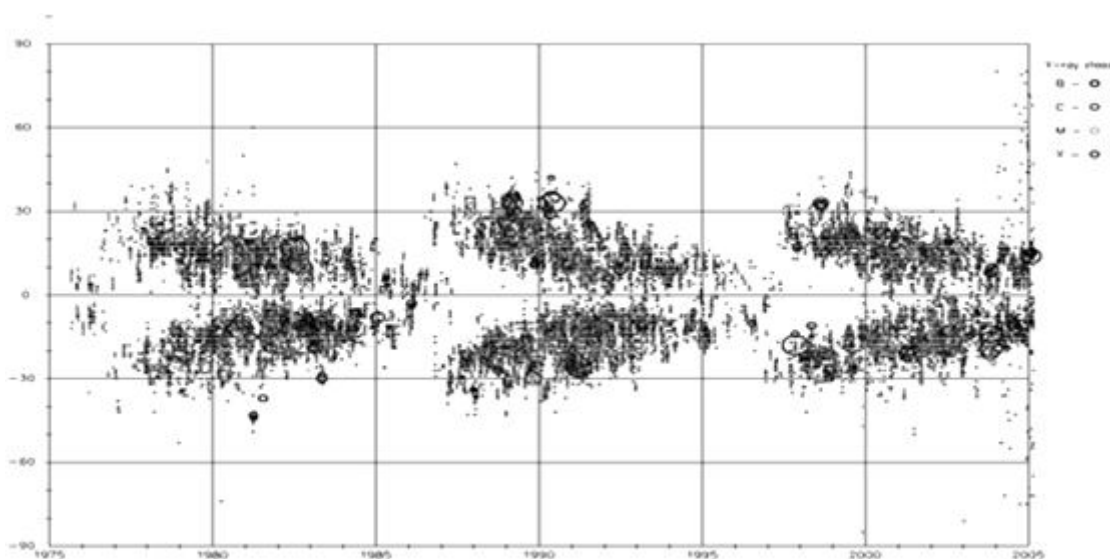
Из полученных изображений видно, что наблюдается NS-асимметрия вспышечной активности за рассматриваемый период. Пояс вспышечной активности лежит, в основном, в области  $\pm 30^\circ$  по широте. Приэкваториальная область не является местом генерации вспышечной деятельности. Как и для пятенной активности имеет место двухвершинность максимумов. Сопоставление данных вспышечной активности по GOES и транзиентов видимых по LASCO за 2003 год, представлены в виде таблицы (табл.1).



**Рис. 1.** Широко-долготные распределения рентгеновских вспышек в периоды максимумов и ветях спада 21, 22 и 23 солнечных циклы



**Рис.2.** Временные распределения интенсивности рентгеновских вспышек за 21, 22, 23 циклы активности Солнца по данным GOES12.

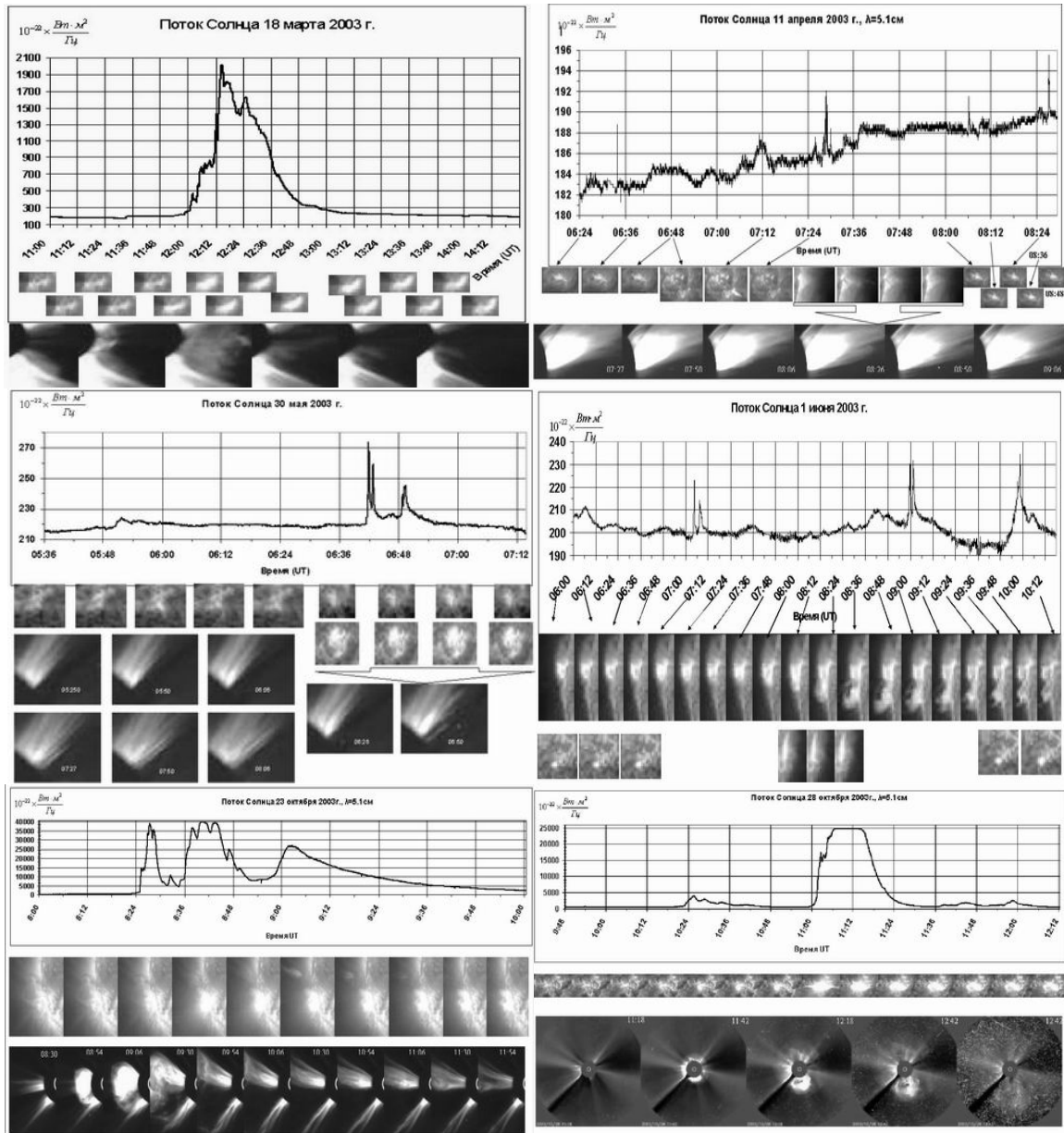


**Рис.3.** Маундеровские «бабочки» вспышечной активности Солнца по данным GOES12.

Для вспышек 2003 года был проведен морфологический анализ. Для этого использовались MPEG-файлы развития вспышки в линиях  $195\text{\AA}$ ,  $304\text{\AA}$  по данным EIT, а для просмотра дальнейшего развития вспышки в короне, брались MPEG-фильмы телескопа LASCO C2, C3. Развитие вспышек сопоставлялось с радиопотоком от Солнца, принимаемым радиогелиографом ГАС ( $\lambda 5.1\text{см}$ ).

Таким образом, был составлен каталог последовательного развития вспышечных процессов за 2003 г. Мы уделили особое внимание 2003 году, т.к. он уникален и многообразен своей вспышечной активностью. В каталог вошли только те вспышки, которые наблюдались на всех вышеперечисленных инструментах. Некоторые из них представлены на рис.4. В дальнейших работах мы продолжим этот каталог.

Геометрические формы вспышек чрезвычайно разнообразны и сложны. На начальной фазе охваченные вспышкой области увеличиваются, раздуваются. Самые яркие детали вспышек часто похожи на веревки, но их



**Рис.4.** Эволюция вспышечной активности по данным орбитальных обсерваторий и наземных наблюдений.

изменяющаяся толщина и изгибы больше напоминают ленты или скрученные мотки пряжи. Фотометрия средней яркости вспышек указывает, что вспышка имеет крутой подъем и медленный спад. Такое же развитие мы наблюдаем и в радиодиапазоне. В наш каталог также вошли симпатические вспышки – это вспышки, которые генерируются вспышкой происходящей в это же время в другой активной области.

С помощью написанной программы был проведен анализ распределения скоростей транзиентов в 2003 году, на разных расстояниях от Солнца. По MPEG-фильмам LASCO, отмечалась максимальная высота распространения коронального транзиента, и строился график распределения скоростей транзиентов, для высот от 2 до 7 радиусов Солнца, представлено на



рис.5. При построении графика была учтена координата источника, и связанный с ней угол распространения.

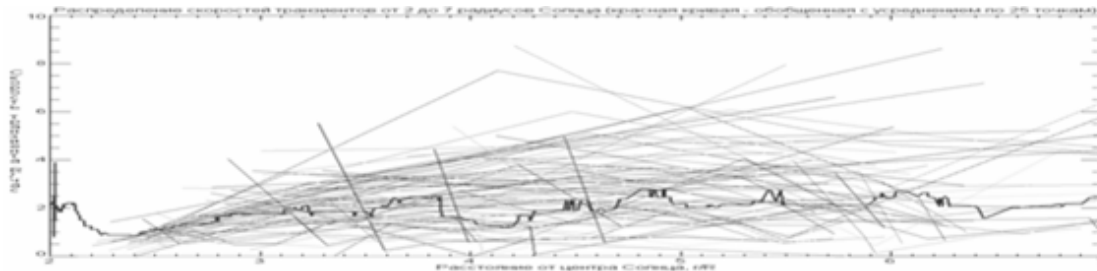


Рис.5. Распределения скоростей транзиентов, для высот от 2 до 7 радиусов Солнца.

Наибольшее ускорение транзиента происходит в области до  $\sim 3R_0$ , так что между 3 и  $5.5 R_0$ , скорость его либо постоянна, либо слегка возрастает. Величина скорости имеет широкий диапазон значений от 100 до 1200 км/с, среднее значение  $\sim 500$  км/с. Транзиенты, связанные с большими вспышками уносятся от Солнца со значительно большей скоростью, чем транзиенты, связанные с активизировавшимися спокойными протуберанцами.

Табл.1. Сводная таблица совместной обработки данных GOES12 1.0-8.0A и LASCO C2

Дата вспышки	Координата вспышки по GOES	Лимбовая координата вспышки по LASCO	Время начала вспышки по GOES	Время конца вспышки по GOES	Время максимума вспышки по GOES	Время начала вспышки по LASCO	Время конца вспышки по LASCO	Мощность вспышки
030106	S25E18	226	0937	0954	0943	1006	1331	C 27, 2.4E-03
030106	---	206	1423	1433	1429	1454	2340	C 29, 1.3E-03
030120-21	N16E10	142	2322	2335	2327	-	0430	C 16, 1.0E-03
030121	---	194	1459	1552	1526	1515	1706	M 19, 4.0E-02
030122	N15W05	279	0435	0450	0444	0506	0731	M 12, 5.8E-03
030206	---	063	0330	0401	0349	0445	1654	M 12, 1.7E-02
030212	S05W43	273	0142	0202	0151	0220	0700	C 87, 5.6E-03
030212	N11W26	260	1354	1415	1400	1340	1510	B 77, 8.3E-04
030221	---	258	0149	0212	0200	0230	0450	C 25, 2.8E-03
030221	---	216	1115	1127	1122	1125	1230	C 10, 6.4E-04
030310	---	214	1001	1009	1005	1006	1430	C 13, 5.4E-04
030312	N08E13	217	0937	0943	0940	0945	1006	B 61, 1.8E-04
030318	S15W45	237	0636	0658	0645	0730	1215	M 25, 4.9E-03
030318	---	254	1009	1039	1023	1040	1240	C 24, 2.9E-03
030318	S15W46	262	1151	1220	1208	1215	1415	X 15, 1.3E-01
030319	S15W54	204	0135	0206	0150	0205	0355	C 15, 2.0E-03
030319	---	096	0934	1000	0953	1006	1305	M 37, 1.8E-02
030320	S04W75	249	1125	1137	1131	1130	1206	M 15, 7.9E-03
030405	S12E58	109	1421	1538	1509	1450	1715	C 49, 1.1E-02
030409	S10W71	095	0118	0130	0126	0150	0650	C 11, 1.8E-03
030409	---	268	0922	0949	0933	1005	1330	C 64, 6.6E-03
030409-10	S10W78	283	2323	2334	2329	2350	0350	M 25, 8.5E-03
030411	---	279	0723	0732	0730	0750	0850	C 74, 1.7E-03
030412	---	033	0703	0716	0712	0801	1540	B 89, 4.2E-04
030414	S05E60	089	0809	0840	0824	0830	0920	B 64, 8.5E-04
030414	---	114	0900	0955	0930	0910	1105	C 11, 2.7E-03
030424	N21W39	299	1245	1303	1253	1300	1505	M 33, 2.0E-02
030525	N16E40	045	0424	0435	0429	0500	0830	B 51, 3.2E-04
030526	S09E12	081	0534	0602	0550	0630	0750	M 19, 1.9E-02
030526	---	147	1503	1539	1520	1530	2200	C 59, 8.6E-03
030527	S07W14	-	0506	0716	0626			M 16, 6.1E-02
030527-28	S07W17	-	2256	2313	2307	2350	0430	X 13, 7.1E-02
030528	---	-	1350	1412	1355	1400	1605	C 13, 1.6E-03
030530	S05W55	313	0639	0656	0650	0640	0715	C 86, 3.8E-03
030531	S07W65	289	0213	0240	0224	0205	0600	M 93, 8.5E-02
030531	S07W73	263	1525	1540	1533	1600	1712	C 35, 2.2E-03
030602	---	258	0007	0043	0022	0035	0300	M 65, 9.8E-02
030602	S07W89	273	0812	0852	0837	0840	1010	M 39, 4.4E-02
030602	S10W90	255	1534	1601	1544	1605	1900	C 90, 1.0E-02
030602	N10E70	258	1722	1740	1733	1930	2300	M 18, 1.1E-02
030605	---	264	0140	0200	0145	0200	0830	B 91, 9.4E-04
030609	N11W29	-	1016	1021	1019	1030	1300	C 40, 1.0E-03

030609	N11W29	325	1121	1133	1128	1130	1430	M 47, 2.0E-02
030609	---	282	2131	2143	2139	2155	2350	X 17, 5.0E-02
030614	---	107	0507	0657	0609	0510	0700	M 15, 6.7E-02
030615	---	081	1407	1558	1457	1440	1800	C 33, 1.4E-02
030703	N03E58	308	0106	0117	0113	0130	0400	C 12, 7.1E-04
030818	---	294	2054	2059	2057	2100	2230	B 54, 1.4E-04
030819	S10W57	280	0945	1025	1006	1000	1400	M 27, 4.3E-02
030825	S11E41	122	0230	0335	0259	0300	0530	C 36, 9.7E-03
030830	S12W27	264	0432	0616	0514	0530	0830	C 14, 6.8E-03
030914	S08W73	248	2235	2252	2247	2140	2355	C 36, 2.3E-03
030916	---	268	0211	0221	0218	0300	1330	C 25, 1.0E-03
030921	---	338	2054	2102	2058	2040	2230	B 85, 3.1E-04
030924	N02E23	091	0528	0536	0532	0615	0900	B 72, 2.7E-04
031004	---	275	1309	1341	1317	1315	1600	C 25, 3.2E-03
031009	---	005	0845	0917	0913	0910	1300	B 41, 6.5E-04
031017	---	284	0859	1006	0932	1000	1300	B 89, 2.8E-03
031021	N06E37	102	0319	0413	0345	0340	0700	C 79, 1.6E-02
031021-22	---	107	1922	0305	2330	1930	---	M 24, 2.7E-01
031023	S21E88	091	0819	0849	0835	0830	1200	X 54, 6.0E-01
031023	S17E84	094	1950	2014	2004	2015	2150	X 11, 9.8E-02
031024	S19E72	104	0227	0314	0254	0300	0500	M 76, 1.6E-01
031024	S24E74	122	0504	0516	0510	0520	0630	M 42, 1.9E-02
031024	S17E55	116	1523	1842	1712	1610	1900	C 89, 8.2E-02
031025	S15E43	110	0417	0528	0446	0500	0815	M 12, 4.1E-02
031026	---	248	0045	0057	0050	0115	0500	C 32, 2.1E-03
031026	S15E44	089	0557	0733	0654	0640	1020	X 12, 5.1E-01
031026	N02W38	285	1721	1921	1819	1740	2000	X 12, 6.3E-01
031027	N00W45	255	0751	0924	0833	0830	1000	M 27, 1.2E-01
031028	---	-	0835	0844	0839	0900	1050	C 87, 4.1E-03
<b>031028</b>	<b>S16E08</b>	-	<b>0951</b>	<b>1124</b>	<b>1110</b>	<b>1105</b>	<b>1300</b>	<b>X172, 1.8E00</b>
031101	S16W45	261	1557	1605	1602	1605	2030	C 38, 1.7E-03
031101	N06W55	310	1912	1918	1916	2010	2300	C 35, 1.2E-03
031102	S17W55	207	0659	0812	0753	0900	1100	M 10, 3.3E-02
031102	S14W56	260	1703	1739	1725	1705	1930	X 83, 9.1E-01
031103	N10W83	307	0109	0145	0130	0140	0500	X 27, 3.6E-01
031104	---	010	1115	1125	1119	1155	1330	C 57, 2.6E-03
<b>031104</b>	<b>S19W83</b>	<b>251</b>	<b>1929</b>	<b>2006</b>	<b>1950</b>	<b>1940</b>	<b>2200</b>	<b>X280, 2.3E00</b>
031106	---	107	1724	1942	1831	1720	1930	B 58, 3.9E-03
031110-11	---	-	2325	2334	2332	0030	0720	B 83, 2.3E-04
031111	---	-	1523	1717	1615	1550	1950	C 85, 4.6E-02
031113	---	075	0903	1002	0929	0925	1230	M 14, 3.5E-02
031117	S01E33	154	0855	0919	0905	0930	1200	M 42, 3.7E-02
031118	N00E18	187	0723	0806	0752	0800	0900	M 32, 5.1E-02
031118	---	210	0812	0859	0831	0835	0930	M 39, 8.4E-02
031118	---	101	0923	1101	1011	0940	1330	M 45, 1.9E-01
031119	N03E01	292	0759	0849	0817	0910	1630	C 88, 2.0E-02
031120	N03W08	218	0147	0228	0212	0240	0500	M 14, 2.4E-02
031120	N03W12	214	0725	0730	0728	0815	1200	C 38, 8.2E-04
031122	N03W37	288	0522	0528	0525	0550	1030	C 11, 3.6E-04
031202	---	261	0940	0954	0948	1020	1300	C 72, 5.1E-03
031222	N09E23	064	1937	2004	1950	1950	2200	C 37, 3.8E-03
031225	N09W04	244	0738	0932	0825	0905	1300	C 53, 1.6E-02

## Литература

1. *Смит Г., Смит Э.* «Солнечные вспышки», Мир, 1966г.
2. *Гречнев В.В., Занданов В.Г., Максимов В.П., Боровик В.Н., Гельфрейх Г.Б., Григорьева И.Ю., Медарь В.Г.* «Наблюдения солнечных явлений, связанных с корональным выбросом массы, в широком спектральном диапазоне», труды конф. «Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности», Н. Новгород, 2-7 июня 2003 г. С. 404-407.
3. *Гречнев В.В., Боровик В.Н., Гельфрейх Г.Б., Григорьева И.Ю., Житник И.А., Занданов В.Г., Коржавин А.Н., Кузин С.В., Перцов А.А., Руденко Г.В., Слемзин В.А., Уралов А.М.* «Магнитные поля в постэруптивных аркадах», труды конф. «Магнитные поля и трехмерная структура солнечной атмосферы», Иркутск, 25-29 августа 2003 г.

## **О СТРУКТУРЕ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ МИКРОВОЛНОВЫХ ВСПЛЕСКОВ НА СОЛНЦЕ**

**Яснов Л.В.**

*Научно-исследовательский институт радиофизики СПбГУ*

## **ON THE STRUCTURE OF MICROWAVE BURSTS GENERATION REGION**

**Yasnov L.V.**

*Radiophysics Research Institute SPbSU, S.-Petersburg, Russia*

### **Abstract**

*The method of determination of physical parameters of microwave bursts generation region is offered. The method is based on the suggestion that the structure of the magnetic field is constant during a burst. Degrees of inhomogeneity of the magnetic field and of energetic particles distribution in the region of radioemission generation for some bursts have been determined. It has been shown that the degree of inhomogeneity of energetic particles is essentially larger than the degree of inhomogeneity of the magnetic field and its value is maximum in the impulsive phase.*

В настоящее время известно, что наблюдаемые спектры излучения могут быть объяснены только с учетом пространственной неоднородности магнитного поля и распределения быстрых частиц. Учет влияния неоднородности магнитного поля на частотный спектр был проведен еще в работах [1-3]. Попытка получения некоторых физических параметров области генерации излучения по спектрам максимальных потоков всплесков была предпринята в [3]. При этом, однако, отмечалось, что такая интерпретация не может быть однозначной. В настоящем исследовании для уменьшения этой неоднозначности используются динамические спектры микроволнового всплеска, т. е. спектры всплеска, измеренные в различные фазы его развития.

Рассмотрим область генерации всплеска в виде усеченной пирамидальной трубки длиной  $L$  и сечением в виде квадрата (рис.1), длина стороны которого изменяется вдоль оси  $l$  по закону  $\Delta = \Delta_0 \left( \frac{l}{\Delta_0} \right)^{-\mu}$ . Здесь  $\Delta_0$  - длина стороны основания конуса и одновременно расстояние, на котором от начала координат расположен конус.  $L$ ,  $\Delta_0$ ,  $\mu$  — неизвестные параметры. Магнитное поле задается в виде  $B = B_0 \left( \frac{l}{\Delta_0} \right)^{2\mu}$ , где  $B_0$  - магнитное поле на расстоянии  $l = \Delta_0$ .  $B_0$  — неизвестный параметр. Магнитное поле направлено

вдоль оси  $l$ . Область заполнена нетепловыми электронами, концентрация которых вдоль  $l$  изменяется согласно формуле  $n = n_0 \left( \frac{l}{\Delta_0} \right)^{-\nu}$ , где  $n_0$  - концентрация нетепловых электронов на расстоянии  $l = \Delta_0$ .  $n_0$ ,  $\nu$  - неизвестные параметры.

Для спектральной плотности потока радиоизлучения получим в солнечных единицах потока (сеп)

$$F(f) = \frac{C(f)}{10^{-19} R^2} \left( 1 - Ldn^{nca} + nca \cdot E_{1-nca}(A(f)) - Ldn^{nca} E_{1-nca}(A(f)Ldn) \right), \quad (1)$$

где  $E_n(x)$  - интегрально-показательная функция,  $nca = \frac{1+nc}{na}$ ,  $Ldn = Ld^{na}$ ,

$R = 1.49 \cdot 10^{13}$  см - расстояние от Земли до Солнца.  $Ldn = (L/\Delta_0)^{(-0.40+1.96\delta)\mu-\nu}$ ,

$$C(f) = \frac{2.42 \cdot 10^{-13} B_0^2 \Delta_0^2 \exp(-0.544\delta)}{nc-1} \left( \frac{f}{f_B} \right)^{2.52+0.08\delta} \equiv Co \cdot f^{2.52+0.08\delta}$$

$$A(f) = \frac{1.28 \cdot 10^{-10} \Delta_0 n_0 \exp(-2.308\delta)}{B_0} \left( \frac{f}{f_B} \right)^{-1.30-0.98\delta} \equiv Ao \cdot f^{-1.30-0.98\delta},$$

$\delta$  - показатель энергетического спектра электронов,  $f$  - частота излучения,  $f_B$  - гирочастота. При выводе (1) использовались выражения для коэффициентов излучения  $\eta$  и поглощения  $k$  из работы [4].

Рассмотрим функционал

$$\sum_{i=1}^N (\lg F(f_i) - \lg F^o(f_i))^2, \quad (2)$$

где  $F^o$  - наблюдаемое значение потока всплеска на  $i$ -ой частоте  $f_i$ .  $N$  - число анализируемых частот. Будем минимизировать (2) по параметрам  $Co$ ,  $Ao$ ,  $\delta$ ,  $nca$ ,  $Ldn$ . После расчета последних может быть решена и задача определения всех физических параметров области всплеска. Для этого необходимо иметь, по крайней мере, два спектра для одного и того же всплеска.

Существует целый ряд работ, в которых говорится о незначительном изменении магнитного поля во время всплеска. Будем использовать данное предположение, то есть будем считать, что параметры  $\mu$ ,  $L$  и  $\Delta_0$  неизменны в ходе эволюции всплеска, но в процессе вычислений появится возможность его проверить. Тогда, учитывая (1), можно для любых двух спектров одного всплеска определить  $\mu, B_0, \Delta_0, L, \nu_i, n_{0,i}$  ( $i$  - номер спектра). В силу громоздкости формул приведем только некоторые из них.

$$\mu = \frac{25(nca_i \ln(Ldn_i) - nca_k \ln(Ldn_k))}{51(nca_i \ln(Ldn_i) - nca_k \ln(Ldn_k)) + 4(nca_i \ln(Ldn_i)\delta_k - nca_k \ln(Ldn_k)\delta_i)}$$

$$\nu_i = \frac{(4\delta_i - 4\delta_k + nca_i(49\delta_i - 10)) \ln(Ldn_i) - nca_k(49\delta_i - 10) \ln(Ldn_k)}{51(nca_i \ln(Ldn_i) - nca_k \ln(Ldn_k)) + 4(nca_i \ln(Ldn_i)\delta_k - nca_k \ln(Ldn_k)\delta_i)} \quad (3)$$

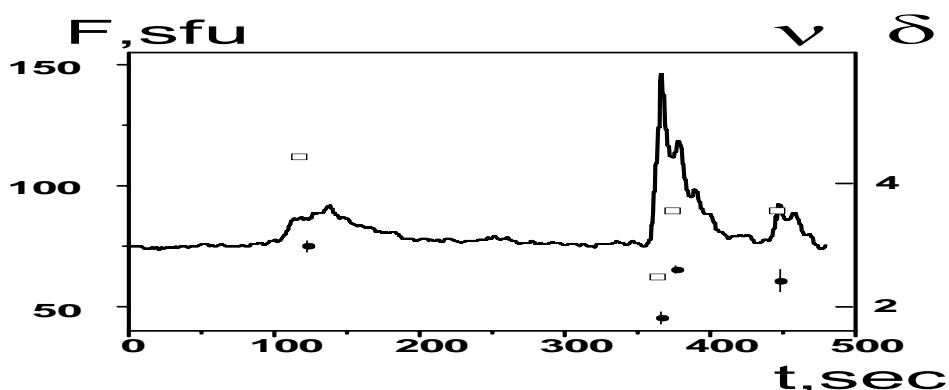
Проведем численный эксперимент, который покажет нам влияние на результат погрешностей измерений и неточности определения глобального

минимума функционала (2). Был проведен расчет потока радиоизлучения на некоторых фиксированных частотах для модели с двумя наборами параметров:  $B_0 = 300G$ ,  $\Delta_0 = 10^9 cm$ ,  $L = 10^{10} cm$ ,  $\mu = 0.5$ ,  $\nu = 1$ ,  $\delta_1 = 2$ ,  $\delta_2 = 1.5$ ,  $n_{0,1} = 10^4 cm^{-3}$ ,  $n_{0,2} = 0.5 \cdot 10^4 cm^{-3}$ . По этим потокам в результате минимизации функционала (1) с использованием трех методов и по формулам (3) был получен результат, который показал, что устойчивыми к методу минимизации оказались только параметры  $\mu$ ,  $\delta$  и  $\nu$  (отличие от заданных в пределах менее 36%). Отличие же других параметров от заданных составляет разы или даже порядки. Такой же результат был получен и при анализе влияния погрешностей измерения потока на результат минимизации функционала.

Таким образом, для реальных данных мы будем рассматривать только параметры  $\mu$ ,  $\delta$  и  $\nu$ .

В качестве реальных данных возьмем результаты определения спектра всплеска, который был тщательно изучен в работе [5], и который возник 24 декабря 1991 г. в 18:33-18:40 UT. Поскольку значения  $\nu$  и  $\mu$  рассчитывались для разных пар спектров всплеска, то можно было оценить погрешность этих величин. Это позволило оценить точность сделанного выше предположения о неизменности  $\mu$  в ходе эволюции всплеска. В итоге мы получили  $\mu = 0.39 \pm 0.04$ . Видно, что погрешность мала, что указывает на справедливость указанного предположения и на эффективность определения этих величин предложенным методом.

На рис.1 приведен временной профиль потока всплеска по данным RSTN на частоте 4880МГц. и показатель пространственного распределения энергичных частиц  $\nu$ . Видно, что в импульсной фазе всплеска значения  $\delta$  и  $\nu$  уменьшаются. Это явление, очевидно, можно связать с увеличением эффективности генерации более энергичных электронов во время взрывной фазы всплеска, о чем говорит уменьшение  $\delta$ , и с заметным увеличением размеров излучающей области в этой фазе всплеска.



**Рис. 1.** Сплошная линия – временной профиль потока всплеска за 24 декабря 1991 г. по данным RSTN на частоте 4880МГц. Черные кружки с вертикальными черточками - показатель пространственного распределения энергичных электронов  $\nu$  с указанием погрешности. Прямоугольники - показатель распределения энергии электронов  $\delta$ . По оси абсцисс отложен интервал времени в секундах от момента 18:32:00 UT.

Для того чтобы подтвердить указанную выше особенность изменения параметра  $\nu$  в ходе эволюции всплеска мы воспользовались еще, может быть, менее надежными данными о спектрах всплесков, но зато их количество было достаточным большим и можно было говорить о какой-либо статистической значимости этого вывода. Для вычислений были взяты временные профили всплесков, приведенные в [6]. При этом анализировались только те всплески, которые имели высокочастотный максимум интенсивности, т. е. можно было определить наиболее существенный для дальнейших расчетов параметр  $\delta$ . Таким образом, удалось отобрать 68 спектров для 13 всплесков. В таблице 4 приведены результаты расчетов  $\mu$  и  $\nu_i$  для каждого всплеска.

В процессе вычисления параметров можно, как и ранее, проверить и исходное предположение о неизменности магнитной структуры во время всплеска. Так, оказалось, что для всплесков за 21 августа 1968 г. и за 12 августа 1970 г. это условие нарушается (величина относительной погрешности  $\mu$  и  $\nu$  велики), и здесь, по-видимому, можно говорить о том, что магнитная структура в процессе всплеска заметным образом изменяется. Это может быть связано и с пространственным разнесением источников элементарных всплесков. Для других 11 проанализированных всплесков можно утверждать, что магнитная структура в области их генерации была стабильна. Почти все события характеризуются уменьшением  $\nu$  в максимальной фазе всплеска. Исключением является всплеск за 9 февраля 1969 г.

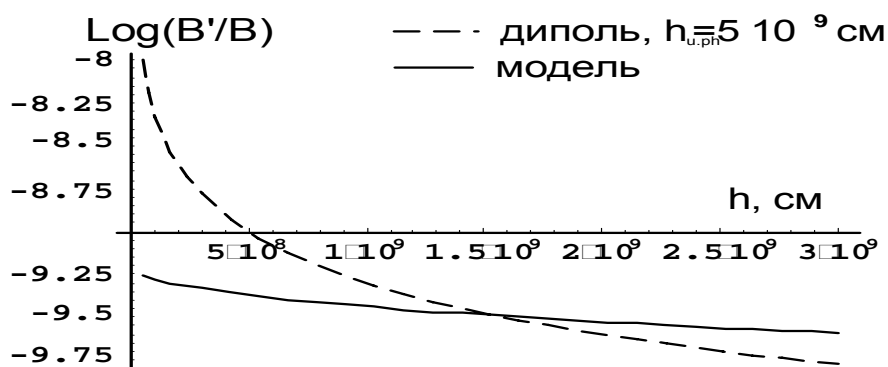


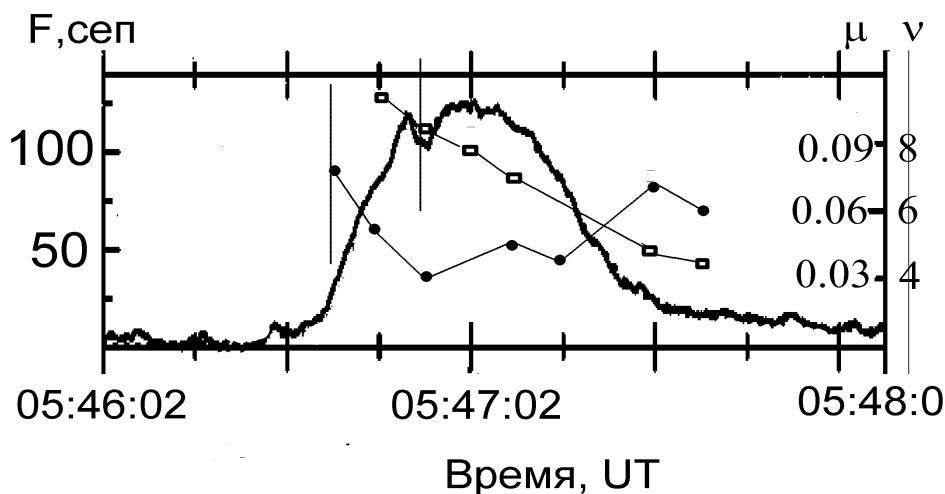
Рис.2. Соответствие градиентов модельного и дипольного магнитного поля

Интересно выяснить соответствие полученного значения  $\mu$  какой-либо модели магнитного поля активной области. Используем дипольное магнитное поле с дипольным моментом  $M$ , погруженное под фотосферу на уровень  $h_{u,ph}$ .

Естественно рассматривать относительную производную магнитного поля вдоль силовой трубки, то есть вдоль силовых линий магнитного поля. Для расчетного поля относительная производная есть  $\mu/l$ . Высота, где имеет место равенство градиентов расчетного и дипольного магнитного поля не зависит от магнитного момента, но зависит от глубины погружения

диполя по фотосферу  $h_{u.ph}$ . На рис.2 приведен расчет логарифмов относительных градиентов магнитных полей для  $h_{u.ph} = 5 \cdot 10^9$  см. Видно, что градиенты близки друг к другу для широкого диапазона высот, исключая только высоты менее чем несколько тысяч километров. С уменьшением  $h_{u.ph}$  до  $10^9$  см высота, на которой кривые пересекутся, изменится со значения  $1.58 \cdot 10^9$  см до величины  $0.35 \cdot 10^9$  см.

Ранее рассматривались мощные импульсные всплески. Для сравнения проведем также анализ всплеска с постепенным подъемом и спадом, а именно, всплеск за 28.12.1998 [7]. На рис.3 приведен временной профиль потока всплеска на частоте 17 ГГц, а также результаты расчета значений  $\mu$  и  $\nu$ . Видно, что для данного всплеска величина  $\mu$  заметно меньше предыдущих значений. Последнее обстоятельство заметно увеличило погрешность определения  $\mu$  и  $\nu$ . Однако определенные тенденции все-таки заметны. Как и ранее, значение  $\nu$  уменьшается в максимальной фазе всплеска, а магнитное поле становится со временем более однородным. Последнее обстоятельство может быть связано с перемещением области излучения к вершине вспянутой петли. Отметим, что область излучения очень мала, так как значения  $\nu$  велики. Это подтверждается и тем, что по данным наблюдений в Нобейма [7] область всплеска имеет размеры меньше, чем размер диаграммы направленности интерферометра на частоте 35 ГГц.



**Рис.3.** Временной профиль потока всплеска за 28.12.1998 на частоте 17 ГГц. Темные кружки – значения  $\nu$ , квадратиками обозначены величины  $\mu$ . Вертикальные черточки указывают погрешности.

Из предыдущего анализа можно сделать следующие выводы:

1. Предложенный метод позволяет надежно определять наряду с показателем энергетического спектра электронов  $\delta$  такие параметры неоднородности области генерации микроволнового всплеска как степень неоднородности распределения магнитного поля  $\mu$  и степень неоднородности распределения быстрых частиц  $\nu$ .

2. Степень неоднородности распределения быстрых частиц больше степени неоднородности распределения магнитного поля.

3. Все мощные импульсные всплески возникли с близким градиентом магнитного поля с высотой ( $\mu = 0.39 \pm 0.04$ ). Всплеск с постепенным подъемом и спадом характеризуется меньшим значением градиента магнитного поля ( $\mu = 0.04 \div 0.11$ ).

4. Большинство событий характеризуются стабильным во времени распределением магнитного поля и уменьшением  $\nu$  и  $\delta$  в максимальной фазе всплеска.

#### Литература

1. *Takakura T., Scalise E.J.* 1970, *Solar Phys.* **11**, 434.
2. *Ковалев В.А., Королев О.С.* 1976, *Астрон. журн.*, **53**, 130.
3. *Böme A., Furstenberg F., Hildebrandt J., et. al.* 1977, *Solar Phys.*, **53**, 139.
4. *Dulk C.A., Marsh K.A.* 1982, *Astroph. J.*, **259**, 350.
5. *Wilson R.F.* 1993, *Astroph. J.*, **413**, 798.
6. *Solar Geophysical Data*, ESSA, Boulder, 1968-1972.
7. *Fleishman, G.D., Melnikov, V.F., & Shibasaki, K.* 2002, in *Solar Variability: From Core to Outer Frontiers*, ed. A. Wilson (ESA SP-506; Noordwijk: ESA), 283.



*РАЗДЕЛ 5*

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ  
МЕТОДЫ И ИНСТРУМЕНТЫ**



## **ПАТРУЛЬ СОЛНЕЧНОЙ КОРОТКОВОЛНОВОЙ РАДИАЦИИ И КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА**

**Авакян С.В.<sup>1,2</sup>, Афанасьев И.М.<sup>1</sup>, Воронин Н.А.<sup>1</sup>, Гнедин Ю.Н.<sup>2</sup>,  
Зоткин И.А.<sup>1</sup>, Лебединская М.Л.<sup>1</sup>, Савушкин А.В.<sup>1</sup>, Соловьев А.А.<sup>2</sup>,  
Черников Д.А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова (ГОИ),  
Санкт-Петербург, Россия, E-mail: avak2@mail.ru*

<sup>2</sup>*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория Российской  
Академии наук, Санкт-Петербург, Россия, E-mail: solov@gao.spb.ru*

## **SOLAR SHORTWAVE RADIATION PATROL AND SPACE WEATHER**

**Avakyan S.V.<sup>1,2</sup>, Afanas'ev I.M.<sup>1</sup>, Voronin N.A.<sup>1</sup>, Gnedin Y.N.<sup>2</sup>,  
Zotkin I.A.<sup>1</sup>, Lebedinskaya M.L.<sup>1</sup>, Savushkin A.V.<sup>1</sup>, Solov'ev A.A.<sup>2</sup>,  
Chernikov D.A.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Aerospace Physical Optics Laboratory of the S.I. Vavilov State Optical  
Institute, St. Petersburg, 199034, Russia, E-mail: avak2@mail.ru*

<sup>2</sup>*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of Russian Academy of Science,  
St. Petersburg, Russia, E-mail: solov@gao.spb.ru*

### **Abstract**

*The results of last decade activity on creation of new devices for the space monitoring of soft X-ray and Extreme Ultraviolet radiation of the Sun as a star are presented. The advantages of the new technical solutions are described and the importance of the future monitoring data for the solar physics and Space weather forecast are discussed.*

В работе обсуждаются проблемы солнечной физики и предсказаний космической погоды, которые в значительной степени обусловлены отсутствием до настоящего времени мониторинга абсолютного потока и спектра ионизирующего излучения Солнца. Под термином "космическая погода" понимается состояние космической окружающей среды, влияющее на все аспекты человеческой деятельности и, возможно, здоровье людей.

Нет, по-видимому, явления в космической погоде, которое не было бы связано с солнечной активностью. Наиболее ярким её проявлением являются солнечные вспышки, во время которых коротковолновая солнечная радиация - рентгеновское и крайнее УФ-излучение – резко возрастает как в относительных величинах, так и по абсолютному приросту. Так, поток в области длин волн короче 134 нм может увеличиваться почти вдвое, а поток рентгеновского излучения короче 1 нм может возрасти во время сильнейших солнечных вспышек до 10<sup>5</sup> раз.

Именно этот поток первым из других геоэффективных проявлений солнечной активности достигает Земли (за 8 минут), принося информацию о сопутствующих вспышечно-обусловленных явлениях: вариациях скорости солнечного ветра, проникающих потоках протонов и электронов, ударных волнах и выбросах корональной массы.

Недавно [1] пулковскими исследователями был обнаружен квазипериодический характер вспышечного энерговыделения в активных областях на Солнце. Найденные периоды находятся в диапазоне от часов до нескольких суток. Этот эффект свидетельствует о неравномерном выходе магнитной энергии в верхние слои солнечной атмосферы, и выяснение природы обнаруженной закономерности имеет принципиальное значение для физики солнечных вспышек. Поскольку вспышечная активность непосредственно отражается на коротковолновом излучении Солнца, данные его непрерывного и длительного мониторинга составят надежную базу для исследования нового физического явления.

Исследования УФ-спектра Солнца представляют интерес не только с точки зрения вспышечной активности. Теоретические расчеты [2] поглощения глобальных акустических р-мод в солнечной атмосфере показывают, что обусловленные этими эффектами амплитуды яркостных колебаний гораздо больше в УФ диапазоне, чем в оптической и ИК области. Этот эффект уже нашел подтверждение в эксперименте КОРОНАС-Ф, но исследование его вариаций с фазой солнечного цикла требует длительных и систематических наблюдений.

Таким образом, учитывая исключительно большую энергетическую вариабельность коротковолнового спектра и потока ионизирующего излучения Солнца, его высокую информативность по вспышечно-обусловленным явлениям, а также определяющую роль в образовании земной ионосферы, следует признать, что космический мониторинг рентгеновского и УФ излучения Солнца представляет собою одну из актуальнейших задач гелио и геофизики.

Возможность практического осуществления постоянного количественного контроля за ионизирующим излучением Солнца в области 12,4 кэВ – 9,25 эВ (0,1–134 нм) и предполагаемые результаты реализации этого проекта, в частности, в интересах контроля Космической погоды, обсуждаются ниже.

До настоящего времени мониторинг вариаций абсолютной величины потоков солнечного ионизирующего излучения и их спектрального состава отсутствует [3, 4, 5]. Нет и экспериментальных данных о спектрах иращениях величин потоков в периоды вспышек на Солнце разных баллов и классов.

В течение последнего десятилетия в Государственном оптическом институте им. С.И. Вавилова при финансовой поддержке Европейского Союза разработан комплекс новой оптико-электронной аппаратуры для непре-

ровного космического патруля ионизирующего излучения от Солнца как звезды во всем спектральном диапазоне от 0,14 до 157 нм со спектральным разрешением лучше 1 нм и с получением полных спектров в течение каждых 72 сек. Впервые предполагается использовать одновременные спектрометрические измерения с отделением в радиометрах сигналов от солнечного излучения и от заряженных частиц. Поэтому, в соответствии с развиваемой методологией патрульных измерений в состав комплекса аппаратуры космического солнечного патруля (КСП) входят:

- Рентгеновско-ультрафиолетовый (РУФ) спектрометр скользящего падения для регистрации спектра Солнца и его вариаций в области длин волн 1,8–198 нм с четырьмя каналами со спектральным разрешением около 1 нм.

- Радиометр для абсолютных измерений в области 0,14–157 нм с 20 фильтрами: фольгами, пленками и кристаллами.

- Спектрометр крайнего ультрафиолета (КУФ) нормального падения для регистрации спектра Солнца и его вариаций в области 17–230 нм с шестью каналами со спектральным разрешением лучше 1 нм.

Следует отметить преимущества аппаратуры КСП:

- абсолютные спектрометрические измерения проводятся непрерывно; полный спектр снимается за 72 сек,

- в радиометре и спектрометрах реализован динамический диапазон фотоприемного устройства около шести порядков. Это позволяет проводить измерения как в периоды спокойного Солнца, так и при самых сильных вспышках,

- имеются возможности контроля абсолютной чувствительности аппаратуры каждые 72 сек с использованием изотопа  $^{55}\text{Fe}$ , а также контроля стабильности радиофотоприемного тракта (по кварцевому генератору) и эффективности дифракционных решеток в обоих спектрометрах (по показаниям штатного ФЭУ-142 (с окном из  $\text{MgF}_2$ )),

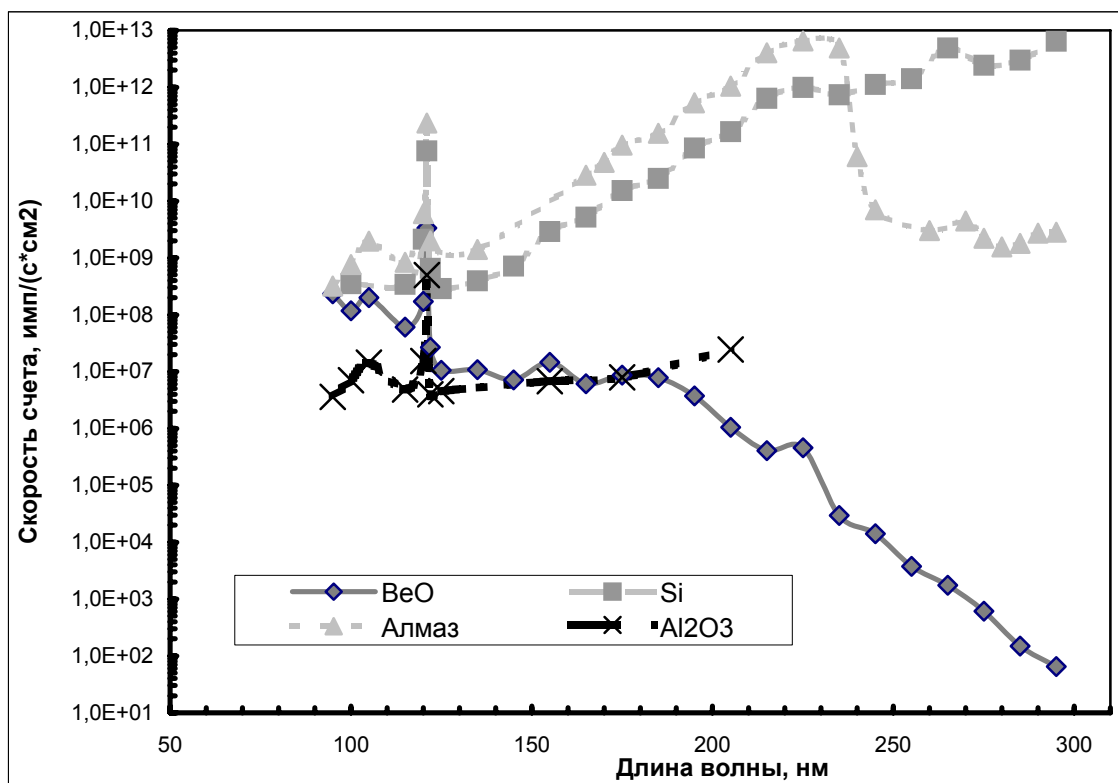
- предусмотрена возможность взаимной тарировки всех рабочих каналов обоих спектрометров на основе перекрытия их поддиапазонов,

- все измерения выполняются в режиме счета отдельных частиц,

- во всех рабочих каналах использован разработанный ранее в ГОИ им. С.И. Вавилова открытый вторично-электронный умножитель (ВЭУ) с фотокатодом из окиси бериллия, обладающей уникальной до сих пор величиной "солнечной слепоты".

Степень "солнечной слепоты" является важнейшим моментом, определившим драматическую историю попыток создания постоянного мониторинга величины солнечного ионизирующего потока. В аппаратуре КСП она самая высокая (до  $10^{-10}$  от рабочего участка спектра уже при 270 нм). На рисунке показано сравнение "солнечной слепоты" по величинам квантовых выходов фотоприемников из кремния, алмаза, оксида алюминия и

окси бериллия, приведенных в [6, 7]. Видно, что только используемый в аппаратуре КСП фотоприемник из окиси бериллия имеет достаточную "солнечную слепоту", позволяющую использовать фильтры-пленки с практически неизбежным наличием дырок. Это дает ответ на вопрос, почему до сих пор не налажен постоянный мониторинг солнечного ионизирующего излучения в от 0,8 до 119 нм. Действительно, к обычным сложностям оптического космического эксперимента в области абсолютных измерений ионизирующих излучений (безоконная оптика, засветки, рассеянный свет, подложка от потоков жесткой и проникающей радиации), в диапазоне длин волн крайнего УФ-излучения добавляется требование к применяемым фотоприемникам по существенной "слепоте" к мягкому УФ, видимому и ИК-излучению. Потоки такого излучения от Солнца и подстилающей поверхности на дневной стороне Земли на несколько порядков превышают измеряемое излучение. Это также определяет ограничение на рассеянный в солнечных спектрометрах свет.



Такие требования к приемникам излучения, фильтрам и мешающему рассеянному свету оказались трудновыполнимыми в большинстве проводимых космических экспериментах по мониторингу абсолютных потоков и спектрального состава мягкого рентгеновского и крайнего УФ-излучения Солнца, ионизирующего все области верхней атмосферы Земли.

Проблемы исследования космической погоды в большой мере связаны с наличием постоянного мониторинга состояния Солнца. Одной из пер-

воочередных нерешенных задач здесь является контроль коротковолновой солнечной активности через постоянный патруль спектроэнергетических характеристик потока мягкого рентгеновского и крайнего УФ-излучения как диска Солнца, так и солнечной короны.

Непосредственно в интересы исследования и прогнозирования космической погоды должно входить:

– Сравнительные исследования роли коротковолнового излучения Солнца, как рентгеновского, так и ультрафиолетового, и магнитосферных потоков, включая высыпания корпускул из радиационных поясов, и в ионообразовании и в оптическом возбуждении верхней и средней атмосфер, включая авроральные зоны, выявление основных энергетических каналов возмущений.

– Исследования вклада в импульсные ионосферные возмущения увеличенного потока коротковолнового излучения солнечных вспышек, различных активных воздействий и, наконец, землетрясений, с целью создания сигнатур отдельных явлений и их выделения.

– Поиск корреляции коротковолнового излучения солнечных вспышек, с учетом его спектральных особенностей, и эффектов в биосфере, для определения возможных физических механизмов солнечно-биосферных связей.

– Исследование вклада вспышек и вспышечно-обусловленных явлений в вариации облачного покрова и атмосферного электричества.

– Исследования эффектов влияния на грозовую активность коротковолновой солнечной активности.

– Изучение вклада солнечных вспышек в молниевую активность, особенно в молнии вверх (в ионосферу) - джеты и спрайты.

Данные постоянного мониторинга абсолютного потока и спектра ионизирующего (мягкого рентгеновского и крайнего УФ) излучения от всего Солнца носят планетарный масштаб и предназначены для использования в различных областях науки и техники. Особое значение они могут иметь для проведения фундаментальных исследований в интересах физики солнечно-земных связей, космической метеорологии и глобальных климатических изменений, а также солнечной физики, физики звезд, физики атмосферы [8]. ГАО РАН, при научном сопровождении данного проекта, планирует особое внимание уделить вкладу в физику солнечной активности вариаций коротковолнового солнечного излучения и исследованию их связи с небарионной темной материей во Вселенной [9].

Главным аргументом, определяющим роль будущих данных ПКСП в фундаментальных гелиогеофизических исследованиях, является то обстоятельство, что регистрируемый в проекте диапазон длин волн - единственное "белое пятно" ("EUV-дыра", по зарубежной терминологии) как спокойного, так и вспышечного электромагнитного солнечного спектра, затрудняющее изучение Солнца и геофизических проявлений его активности [10].

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН №30 «Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля», в рамках работ по проектам МНТЦ № 385 (А и В), 1523, и 2500, и по Европейской программе COST 724.

### Литература

1. **Гольдварг Т.Б., Наговицын Ю.А., Соловьев А.А.** О периодичности энерговыделения в активных областях на Солнце // Письма в Астрономический журнал, 2005. Т.31. № 6. С. 465-473.
2. **Джалилов Н.С., Штауде Ю.** Глобальные колебания Солнца. «ЭЛМ». 2005. -312 с.
3. **Avakyan S.V., Andreev E.P, Afanas'ev I.M, et al.** Creating of the permanent Space Patrol of ionizing solar radiation, In: "Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics", Eds. S.L. Keil, S.V. Avakyan, Proc. SPIE, v. 4853, pp. 600-611, 2002.
4. **Авакян С.В.,** "Микроволновое излучение ионосферы как фактор воздействия солнечных вспышек и геомагнитных бурь на биосистемы", Оптический журнал. – 2005. – Т. 72, № 8. – С. 41-48.
5. **Tobiska W.K., Woods, T., Eparvier F. et. al.** The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool. J. Atm. and Solar-Terr. Phys., v. 62, pp. 1233-1250, 2000.
6. **С.В. Авакян, Н.А. Воронин, А.И. Ефремов, А.П. Иванов, М.Л. Иванова, Э.В. Кувалдин, А.В. Савушкин,** Методология и аппаратура для космического контроля солнечного ионизирующего излучения, Оптический журнал, 1998, т. 65, № 12, с.124-131.
7. **J.-F. Hochedez, U. Schuhle, P. Lemaire,** "New UV Detector Concept" In: "The Radiometric Calibration of SOHO", Bern, Eds.: Anushka Pauluhn, Martin C.E. Huber and Rudolf of Steiger, ISSI Scient. Report, 2002, pp. 371-378.
8. **Гнедин Ю.Н., Соловьев А.А., Авакян С.В.** Космический солнечный патруль и некоторые фундаментальные вопросы астрофизики, гелиофизики и геофизики, Оптический журнал, 2006, т. 73, № 4.
9. **Ю.Н. Гнедин,** Солнце как физическая лаборатория для поиска частиц темной материи, Оптический журнал, 2005, т. 72, № 8, с.20-32.
10. **Авакян С.В., Вдовин А.И., Пустарнаков В.Ф.,** Ионизирующие и проникающие излучения в околоземном космическом пространстве. Справочник, Санкт-Петербург, Гидрометеиздат, 1994, - 501 с.



**О ТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ НОВОГО  
СПЕКТРАЛЬНО-ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО КОМПЛЕКСА  
ВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ СПКВР ДЛЯ МИКРОВОЛНОВЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ СОЛНЦА НА РАТАН-600**

**Богод В.М.<sup>1</sup>, Алесин А.М.<sup>2</sup>, Балдин С.В.<sup>1</sup>, Гараимов В.И.<sup>1</sup>,  
Перваков А.А.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Петербургский Филиал САО РАН, Россия*

<sup>2</sup>*Организация АО "Миррад", Киев, Украина*

**ON THE CHARACTERISTICS OF A SPECTRUM-POLARIZATION  
COMPLEX OF THE HIGH RESOLUTION FOR MICROWAVE  
RESEARCHES OF THE SUN**

**Bogod V.<sup>1</sup>, Alesin A.<sup>2</sup>, Baldin S.<sup>1</sup>, Garaimov V.<sup>1</sup>, Pervakov A.<sup>1</sup>**

<sup>1</sup>*Saint-Petersburg branch SAO RAS, Russia*

<sup>2</sup>*Stock company "Mirrad", Kiev, Ukraine*

**Abstract**

*Radioastronomical study of solar atmosphere has the important contribution to solar activity researches at all stages: from its origin to its decay. Here the essential progress may be achieved using new technical possibilities. Namely: the increasing the surface of the radio-telescope, wide range coverage, high frequency resolution, wide time coverage, time resolution and other. The new spectral-polarization features of microwave emission detected in flare-productive active region point to the importance of the way [1]. Here we report about new spectral-polarization receiver complex with high frequency resolution, which is installed on the RATAN-600 radiotelescope [2]. The first result of observations with new equipment is described [3].*

**Введение**

Радиоастрономия дает нам прямой метод измерения параметров солнечной плазмы на уровнях нижней короны. Это особенно важно, поскольку именно на этих уровнях зарождающаяся активная плазма может быть изучена на различных стадиях своего развития от рождения, прохождения максимальной фазы и до распада. Существенный прогресс может быть достигнут благодаря реализации новых технических параметров, таких как: увеличение эффективной площади, перекрытие широкого диапазона частот, улучшение спектрального разрешения, увеличение временного перекрытия и временного разрешения и др.

Данная работа была направлена на улучшение параметров радиотелескопа РАТАН-600 для изучения зарождающейся активности. С этой целью был создан новый спектрально-поляризационный приемный комплекс с

1% частотным разрешением с перекрытием широкого спектрального диапазона от 6 ГГц до 18 ГГц. Особое внимание было направлено на реализацию и других параметров на таком же уровне: точность измерения амплитуды потока интенсивности и поляризации солнечного микроволнового излучения.

### **Основные параметры нового приемного комплекса:**

1. Частотный диапазон: 6 ГГц – 18 ГГц
2. Число каналов: 64
3. Спектральное разрешение: 1% и 100 МГц
4. Скорость регистрации: 0.0025 сек/ 64 кан.
5. Шумовая температура: 300К
6. Динамический диапазон: > 100000
7. Межканальная развязка: > 20 дБ
8. Точность управления усилением: около 0.5%
9. Скорость переключения RH и LH поляризаций: 400 Гц.
10. Эллиптичность: (1-5)%
11. Ширина диаграммы рупоров во всем диапазоне: +- 60 град.
12. Развязка между RH и LH поляризаций: > 20 db
13. Смещение фазовых центров для RH и LH: 25 мм

### **Современные требования к радиоастрономическим приемникам для исследования Солнца**

Ряд актуальных задач физики солнечной атмосферы требуют.

#### ***I. Детального анализа спектра***

- Микроволновое излучение вспышечно-продуктивных активных областей демонстрирует существование тонкой частотной структуры в поляризованном излучении на различных фазах вспышечной активности [1].
- Эти структуры существуют также и на ранних стадиях зарождения активной плазмы и проявляются в полосе частот от нескольких десятков % до 5% внутри 1.5 октавной полосы. При этом необходимы высокие точности и чувствительности измерения поляризованного излучения.
- Кроме того, спектральный анализ в широком диапазоне частот необходим также для задач по реконструкции высотного температурного профиля солнечной атмосферы. Задачи солнечной томографии.

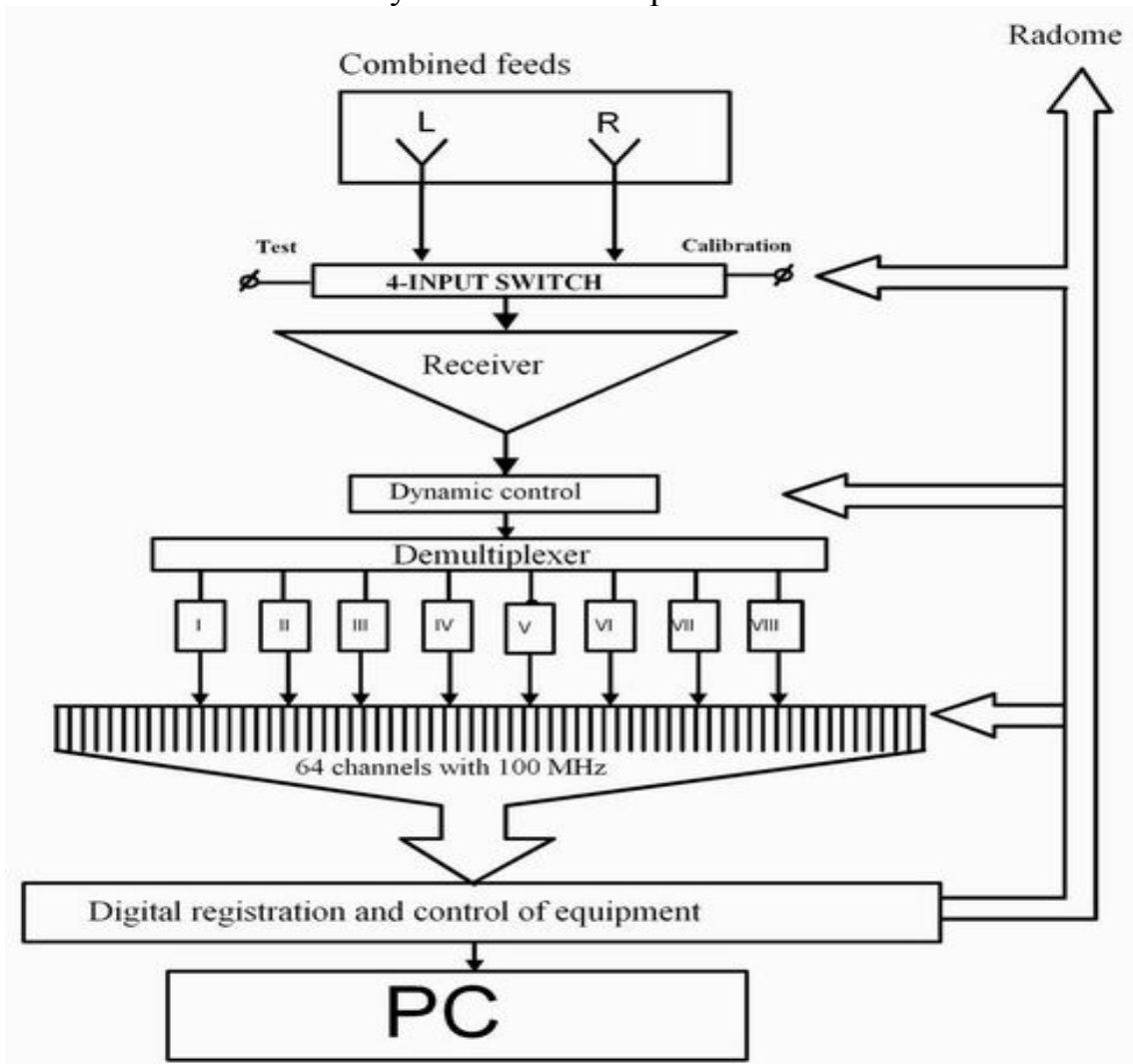
#### ***II. Высокой чувствительности и высокой точности спектральных измерений***

- Сегодня для изучения тонкой спектральной структуры необходимо спектральное разрешение около 1%.
- Это требует также достижения высокой точности амплитудных измерений. При этом для реализации 1% спектрального разрешения необходимо реализовать точность амплитудных измерений лучше 1%,

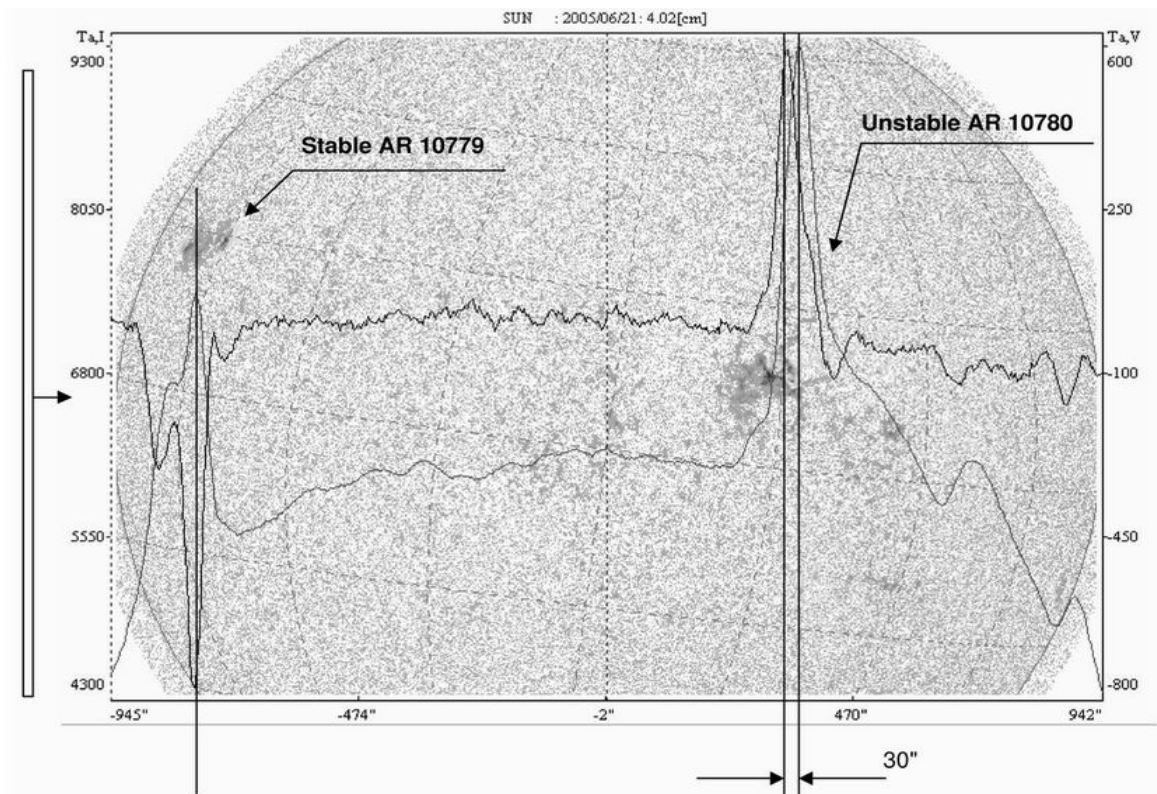
- Кроме того, важно реализовать сочетание высокой чувствительности и высокого динамического диапазона.
- Для точных потоковых измерений необходимы наблюдения слабых опорных радиисточников с высокой чувствительностью.

### Методы реализации

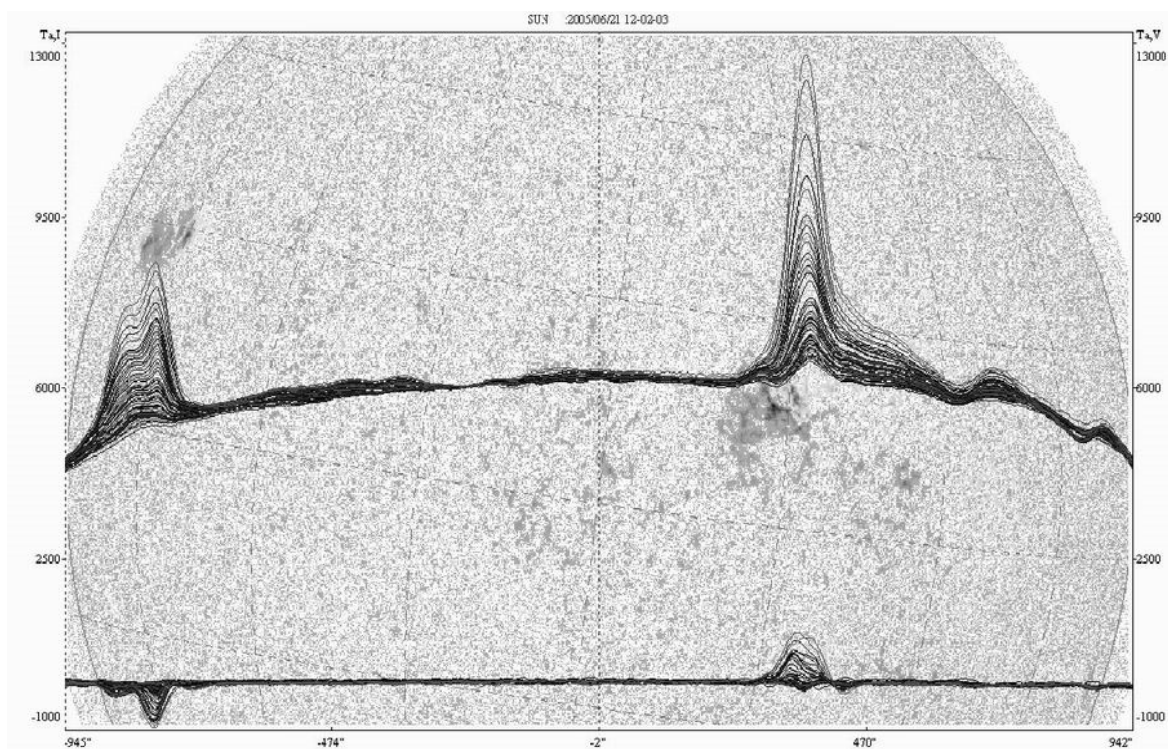
1. Применение широкодиапазонных рупоров для RH и LH поляризаций.
2. Параллельный анализ спектра с 1% частотным разрешением.
3. Высокоскоростная многоканальная регистрация с сигнальным процессором и приборами с программируемой логикой. Точная привязка каналов осуществляется с помощью ЦАП-аттенюаторов.
4. Полная автоматизация наблюдательного процесса в широком динамическом диапазоне.
5. Применение метода непрерывной калибровки для обеспечения высокой стабильности всего усилительного тракта.



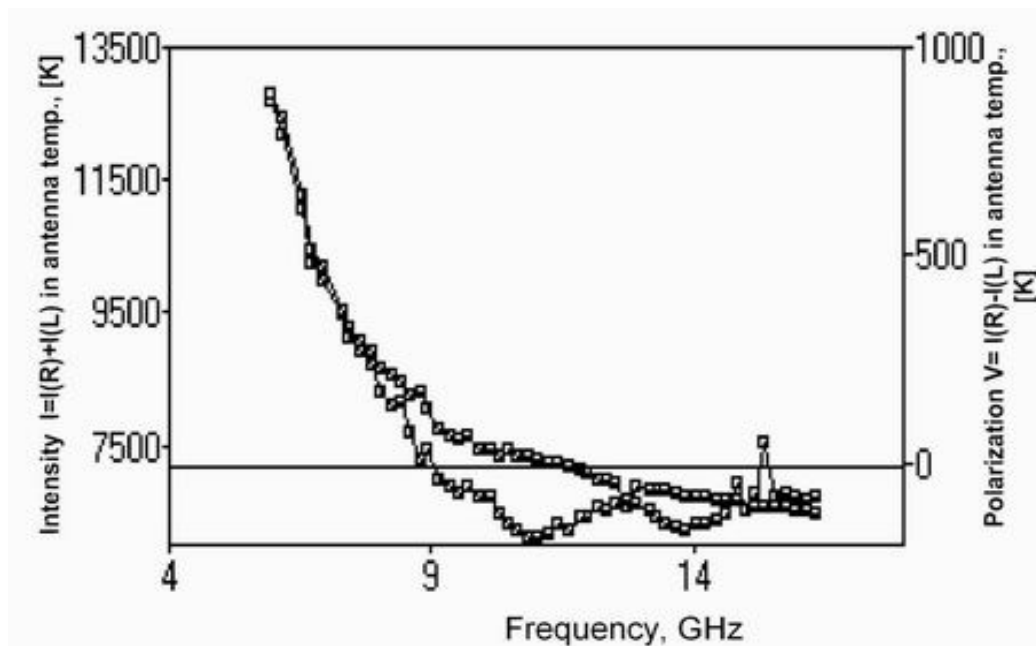
**Рис.1.** Идеология нового спектрально-поляризационного комплекса с 1% частотным разрешением.



**Рис.2.** Пример наблюдений скана радиоизлучения Солнца на волне 4.02 см на новом спектральном комплексе РАТАН-600. Верхняя кривая - поляризация, нижняя - интенсивность. На диске присутствуют две активные области. AR 10780 была нестабильной со смещением максимумов интенсивности и круговой поляризации друг относительно друга. (Сравните с AR 10779).



**Рис.3.** Тот же пример, но со сканами на 64 длинах волн одновременно в диапазоне 6.0 ГГц- 18 ГГц. В спектре AR10780 заметна инверсия круговой поляризации (нижняя кривая).



**Рис. 4.** Спектр интенсивности  $I$  (верхняя кривая) и поляризации  $V$  (нижняя кривая) в антенных температурах для нестабильной AR 10780 с 1% частотным разрешением.

### Выводы

1. Создан новый спектрально-поляризационный комплекс высокого разрешения. Этот прибор имеет высокие параметры по анализу спектра, точности измерения интенсивности и поляризации, в сочетании с высокой скоростью регистрации и высоким динамическим диапазоном.

2. Сочетание высоких параметров комплекса с большой эффективной площадью РАТАН-600 [3] может быть эффективным инструментом для изучения зарождающейся активности.

### Благодарности

Данная работа выполнялась при поддержке программы ПАН №30 "Солнечная активность и физические процессы в системе Солнце-Земля", и гранта РФФИ 05-02-16228.

### Литература

1. **В.М.Богод, С.Х.Тохчукова**, Особенности микроволнового излучения активных областей генерирующих мощные солнечные вспышки, Письма в АЖ, 2003, том. 29, №3, с.305-316.
2. **А.М. Алесин, С.В. Балдин, В.М. Богод, А.А Головков, Е.Ю. Голубева, М.И. Сугак** - Новый многоволновый солнечный спектральный комплекс РАТАН-600, Нижний Новгород, 2003, в сб. "Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности", стр.227-230
3. **В.М. Богод, Г.Н. Жеканис, М.Г. Мингалиев, С.Х. Тохчукова**: Многоазимутальный режим наблюдений на Южном секторе РАТАН-600 с

Перископическим отражателем”, Известия ВУЗов “Радиофизика”, т. XLVII, № 3, стр. 1-12, 2004.

## **МОДЕРНИЗАЦИЯ БОЛЬШОГО ПУЛКОВСКОГО РАДИОТЕСКОПА ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА**

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

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

<sup>2</sup>*Санкт-Петербургский Филиал САО РАН*

<sup>3</sup>*Санкт-Петербургский государственный университет*

## **MODERNIZATION OF THE LARGE PULKOVO RADIO TELESCOPE FOR OBSERVATIONS OF THE SUN**

**Borisevich T.P.<sup>1</sup>, Zverev Y.K.<sup>2</sup>, Il'in G.N.<sup>2</sup>, Korzhavin A.N.<sup>2</sup>, Peterova  
N.G.<sup>2</sup>, Potapovich A.V.<sup>1</sup>, Topchilo N.A.<sup>3</sup>**

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

<sup>2</sup>*St.-Petersburg branch of the Special Astrophysical Observatory,  
St.-Petersburg, Russia*

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

### **Abstract**

*Results are summed up 30-years operation of the Large Pulkovo radio telescope (LPR), since 1974 when LPR became the specialized telescope for observations of the Sun. Daily observations of the Sun were taken all these years and telescope was modernized simultaneously.*

Подведены итоги 30-летней работы Большого Пулковского радиотелескопа (БПР), начиная с 1974 года, когда БПР стал специализированным инструментом для исследований Солнца. Все эти годы одновременно с ежедневными наблюдениями Солнца велась модернизация инструмента, благодаря которой БПР продолжает оставаться в числе крупнейших радиотелескопов России. Приведены основные результаты модернизации всех служб инструмента.

Основной тематикой БПР в настоящее время является развитие методов прогнозирования вспышечной активности Солнца и исследования солнечно-земных связей. Уточнен метод (критерий Танаки-Эноме), дающий возможность выявлять вспышечно опасные активные области на Солнце. Предложен новый индекс солнечной активности, позволяющий выделять крупные активные области. Разработана оригинальная методика определения процентного содержания горячей (7 МК) материи в корональной плазме над активными областями. Обнаружена корреляция между характером циркуляции земной атмосферы и асимметрией распределения активности на диске Солнца.

## Введение

БПР является антенной переменного профиля (АПП). Радиотелескопы такого типа, к которым относится и РАТАН-600, имеют оригинальную конструкцию: отражающая поверхность рефлектора состоит из отдельных элементов (щитов), которые устанавливаются на земле. Такой принцип построения позволяет достичь высокой одномерной разрешающей способности. Одним из главных достоинств АПП является возможность одновременных наблюдений в широком диапазоне длин волн 0.8 -30 см, что выгодно отличает эти инструменты от интерферометров.

БПР был введен в эксплуатацию в 1956 году [1], и на этот момент его разрешающая способность на волне 3 см была рекордной – она составляла 1 угл. мин. Вначале на БПР решался целый ряд задач: исследование радиоизлучения Солнца и Луны, межзвездного газа, галактических и внегалактических источников. С 1963 года, когда сформировалась группа радиоизлучения Солнца, которую возглавил Г.Б. Гельфрейх, наблюдения Солнца на БПР приобрели характер регулярной (ежедневной) Службы радиоизлучения Солнца с высоким разрешением. Благодаря сочетанию высокого пространственного разрешения с возможностью проводить спектрально-поляризационные исследования, были получены новые результаты [2], которые оказали большое влияние на развитие представлений о природе солнечного радиоизлучения и которые до сих пор являются базовыми для дальнейших исследований структуры и динамики солнечной короны.

Архив наблюдений БПР охватывает более 3-х солнечных циклов, и пополняется до сих пор. Таким образом, накоплен большой наблюдательный материал, который позволяет проводить статистические исследования на основе однородного ряда данных, полученных и обработанных по единой методике. Этот ряд дает возможность изучать процессы различной длительности – от довольно коротких периодов развития конкретной активной области вплоть до исследований на протяжении солнечного цикла.

Своим долголетием БПР обязан постоянному обновлению и модернизации, которую все эти годы удавалось проводить, не прерывая наблюдений. БПР является сложным комплексом механических устройств и аппаратуры. Модернизация касалась всех служб инструмента и проводилась одновременно по нескольким направлениям:

1. обновление приемной аппаратуры;
2. совершенствование системы сбора данных и их обработки;
3. реконструкция антенного хозяйства;
4. проведение юстировки;
5. создание электронного архива.

Ниже приведены основные результаты модернизации БПР, а также наиболее значимые результаты исследований Солнца.



## Приемная аппаратура

Спектрально-поляризационный комплекс приемной аппаратуры БПР представляет 10-канальную систему, состоящую из 5-ти поляриметров, работающих на фиксированных частотах в диапазоне 2 - 20 см. Каждый поляриметр регистрирует два параметра Стокса – интенсивность и поляризацию. Распределение значений фиксированных частот выбрано не случайно – они отличаются в  $\sim 1,5$  раза, что исторически было продиктовано требованиями циклотронного механизма излучения [2]. В таблице 1 приведены изменения со временем значений фиксированных частот приемного комплекса БПР.

Таблица 1.

Год	Длина волны, см					Кол-во наблюдений за год
1976	2.3	3.2	4.5	6.6	9.0	310
2004	2.7	3.2	4.5	6.2	20.0	360

Модернизация приемной аппаратуры началась в 1979 году с замены ламповых супергетеродинных приемников на твердотельные супергетеродинные приемники. К 1990 году на всех длинах волн были введены в эксплуатацию транзисторные приемные устройства (ПУ) прямого усиления.

ПУ содержат один или несколько транзисторных усилителей с вентиляемыми элементами развязки, полосно-пропускающий фильтр, формирующий полосу принимаемых сигналов, квадратичный детектор и предварительный усилитель низкой частоты. Шумовая температура ПУ определяется типом входного транзисторного усилителя и омическими потерями во входном тракте, и находится в пределах 400 – 600 К. Этого достаточно для приема излучения такого мощного источника, каковым является Солнце.

Серьезную проблему для наблюдений представляет большая длина кабельных линий, соединяющих приемные устройства, расположенные в термостатируемом контейнере под вторичным зеркалом антенны БПР, с помещением аппаратной БПР, находящейся на расстоянии порядка 150 м. В настоящее время введена новая система передачи выходных сигналов ПУ на основе линий типа «витая пара». Использование в качестве передатчиков и приемников сигналов комплекса микросхем Analog Device AD8132, AD8130, позволило реализовать передачу слабых, порядка 50 мВ, сигналов на указанное расстояние и практически избавиться от синфазной (50 Гц) наводки, что в значительной мере увеличило стабильность наблюдений.

Наиболее насущной задачей дальнейшей модернизации приемной аппаратуры БПР является восстановление утраченных наблюдений Солнца в диапазоне 10 см. Это потребует конструирования и изготовления соответствующего ПУ и первичного облучателя.

### **Система сбора данных и их обработки**

Совершенствование этой системы долгое время не находила своего решения. До 1999 года регистрация наблюдений велась с помощью самописцев на бумажную ленту, с дальнейшей ручной оцифровкой. С 2000 года начался постепенный перевод записи наблюдений непосредственно на магнитные носители. В 2004 году была разработана принципиально новая система сбора данных, которая кроме основной задачи – сбора данных - позволила решить проблему полной автоматизации наблюдений, сведя работу оператора к минимуму. Новая система регистрации основана на цифровом синхронном детектировании сигнала. Сигналы частоты модуляции вырабатываются программным образом, и через соответствующий драйвер по гальванически развязанным линиям поступают на устройства управления модуляторами ПУ. Таким образом, процесс управления аппаратуры, сбор данных и проведение наблюдений полностью синхронизированы. Основой системы сбора является совместное использование PC1300MHz/Intel Pentium и многофункциональной платы аналого-цифрового ввода-вывода (PC ATX/AMD 1300МГц и ICPDAS Co., LTD, Taiwan – PCI-1802L). В результате работы программы на жестком диске компьютера получается файл с именем, соответствующим текущей дате, содержащий все записи данного дня. Стандартный размер файла наблюдений вместе с калибровками составляет около 400 Кб. На рисунке 1а представлено, как выглядит скан Солнца, полученный на БПР 6 июля 2005 года на волне 4.5 см, и его совмещение с изображением Солнца со спутника SOHO на этот же день (<http://sohowww.nascom.nasa.gov>).

В настоящее время для получения характеристик радиоизлучения по наблюдениям БПР (поток, размер источника излучения, яркостная температура, знак и степень поляризации) используется модифицированная версия программы Work Scan [3], разработанной для обработки сканов Солнца, полученных на РАТАН-600. Для преобразования первичных данных, регистрируемых системой сбора данных БПР, в модифицированный Fit-формат для ввода в программу Work Scan были разработаны в 2000 году программа SunW (автор Курочкина Е.Н.), а с 2002 года – Fconvertor (автор Топчило Н.А.). С помощью этих программ, кроме преобразования форматов данных, выполняются также калибровки регистрируемых сигналов.

### **Реконструкция антенного хозяйства**

Основное направление реконструкции касается вторичного облучателя. Была произведена замена открытой каретки, где располагается высокочастотная часть приемной аппаратуры, на закрытый термостатируемый контейнер. Разрабатывается проект реконструкции рельсового пути и колесной пары облучателя. В стадии разработки также проект автоматического управления шторкой, закрывающей (открывающей) первичные об-

лучатели, что важно для планируемого перехода на полностью автоматизированный режим наблюдений.

### Проведение юстировки

Качество и точность измерений на БПР постоянно отслеживается. В 2003 году была проведена геодезическая юстировка БПР с применением лазерного дальномера. Она показала, что сезонные подвижки фундамента щитов не носят необратимый характер. Имеет место «старение» отражающей поверхности каждого щита главного отражателя, однако, проверка точности измерений на БПР путем сопоставлений с независимыми наблюдениями РАТАН-600 и ССРТ показывает хорошее согласие полученных результатов, включая и коротковолновый диапазон (3 см). См. рис. 1б

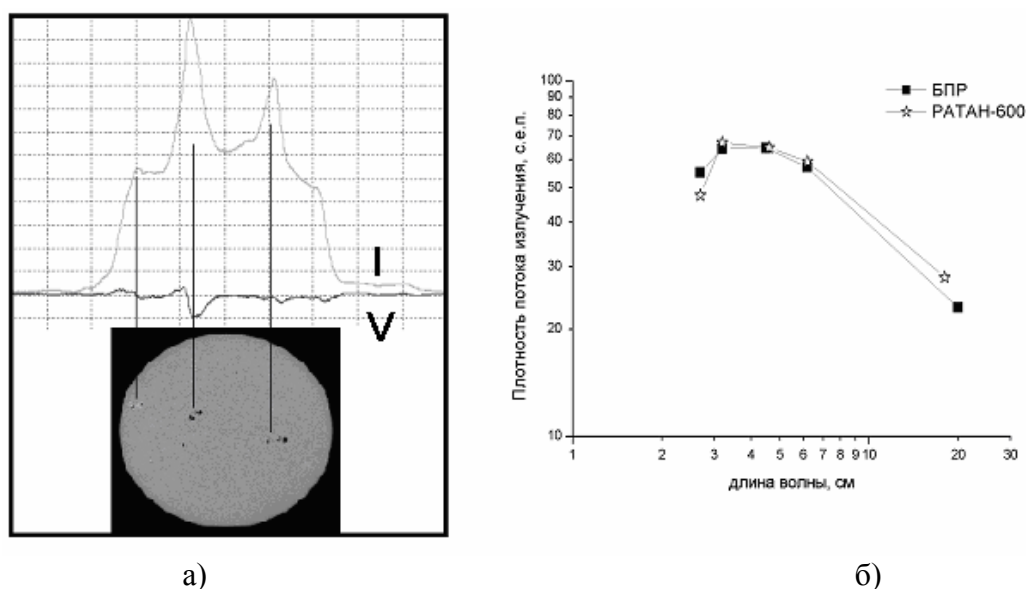


Рис. 1.

### Создание электронного архива

Проводилась работа по переводу бумажного архива наблюдений в электронную форму под руководством Абрамова-Максимова В.Е. (ГАО РАН). Отсканирован материал за период 1970-1996 гг., разработана методика оцифровки отсканированного материала, опубликованная в [4]. Таким образом, есть условия для создания электронного Каталога наблюдений Солнца на БПР.

### Основная тематика исследований на БПР

С началом регулярных наблюдений Солнца на БПР тематика исследований была достаточно широкой. Она касалась, в основном, фундаментальных проблем. С вводом в действие в 1974 году РАТАН-600, исследования на БПР сосредоточились на двух основных направлениях: методах прогнозирования мощных солнечных вспышек и изучении солнечно-земных связей.

Учитывая особенности БПР, наиболее эффективным для прогнозирования мощных солнечных вспышек оказался известный критерий Танака-Эноме. Важно, что все, требуемые по критерию параметры, можно получить непосредственно на одном инструменте. Один из последних примеров применения критерия Танака-Эноме представлен в [5], где обсуждается физический смысл этого критерия. Выдвинуто предположение, что более жесткий спектр л.и. вспышечно-опасных АО объясняется слабыми процессами, аналогичными протекающим во время всплесков. С критерием Танаки-Эноме идеологически связана работа [6], в которой предложен новый индекс солнечной активности, в отличие от известных позволяющий оценивать не количество АО, а мощность наиболее крупной из них. Используя результаты [5], удалось разработать оригинальную методику определения процентного содержания горячей (7 МК) материи в корональной плазме над активными областями [7].

С использованием наблюдений Солнца на БПР были выявлены некоторые особенности погоды (на фоне типичных) для Северо-Запада России, коррелирующие с изменениями солнечной активности. Замечено, что влияние единичного события может быть по амплитуде гораздо сильнее, чем определяемое по усредненным данным [8].

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 03-02-17357, 03-02-17528, договоров ОФН-18, 14НЦ.

### Литература

1. Хайкин С.Э., Кайдановский Н.Л., Есепкина Н.А., Шиврис О.Н., Изв. ГАО, 1960, т. 164, с. 3.
2. Гельфрейх Г.Б., Ахмедов Ш.Б., Боровик В.Н., Гольнев В.Я., Коржавин А.Н., Нагнибеда В.Г., Петерова Н.Г., Изв. ГАО, 1970, т. 185, с. 165.
3. Гараимов В.И., 1997, Препринт САО РАН, 127Т, Н.Архыз.
4. Grechnev, V.V.; Abramov-Maksimov, V.E.; Peterova, N.G.; Borisevich, T.P.; Kaltman, T.I.; Meshalkina, N.S., Bulletin of the Special Astrophysical Observatory. Russian Academy of Sciences, Saint-Petersburg. (ISSN 0320-9318), 2003, V. 56, p. 126.
5. Борисевич Т.П., Ильин Г.Н., Коржавин А.Н., Петерова Н.Г., Топчило Н.А., Шпитальная А.А., Космические Исследования, 2004, т. 42, № 6., с. 1.
6. Peterova N.G., Bogod V.M., Borisevich T.P., Shpital'naja A.A., Il'in G.N., Abramov-Maksimov V.E., Garaimov V.I., 2002, Bull. Spec. Astrophys. Obs., v. 54, p. 127.
7. Коржавин А.Н., Борисевич Т.П., Петерова Н.Г., *Астрономический вестник*, 2006, принято к печати.
8. Петерова Н.Г., Головина Е.Г., Шпитальная А.А., Борисевич Т.П., Ильин Г.Н., Сборник докладов конференции стран СНГ и Прибалтики «Актуальные проблемы физики солнечной и звездной активности», Н. Новгород, 2-7 июня 2003, т. 2, стр. 430.

## **ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ГОЛОГРАММНОГО СПЕКТРОФОТОМЕТРА (ГСФ)**

**Гроздилов В.М.**

*Главная астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург  
solar1@gao.spb.ru*

## **THE OPTICAL SCHEME OF THE HOLOGRAM SPECTROPHOTOMETER (GSP)**

**Grozdilov V.M.**

*Central astronomical observatory of RAS*

### **Abstract**

*The optical scheme of the hologram spectrophotometer and its application is reviewed.*

### **Введение**

Для получения высокоточных и информативных астрономических наблюдений необходимо сделать всё, чтобы избежать слабых звеньев в цепи идущей от объекта наблюдений к регистрирующей навесной аппаратуре. Все звенья одинаково важны, они являются сомножителями эффективности всей системы наблюдений, это:

- хороший астроклимат (чистая и спокойная атмосфера, хорошее пропускание в диапазоне 0.3-1.7  $\mu\text{m}$ , отсутствие посторонних подсветок);
- первоклассная оптика телескопа (хорошая точность изготовления зеркал, тщательная юстировка, высокая отражательная эффективность покрытия зеркал);
- высококачественная механика и электромеханика монтировки телескопа;
- максимально эффективная регистрирующая аппаратура, которая является завершающим и контрольным звеном всего тракта.

Для получения максимально эффективной информации необходимо получать ее строго синхронно во многих полосах спектра, не теряя при этом эффективности в каждой полосе, что осуществимо только со спектроделителями и отражательными полосовыми фильтрами, а не со светоделителями и пропускающими фильтрами.

### **Оптическая схема ГСФ**

Рассматриваемая базовая оптическая схема (см. рис.1) состоит из спектроделительного блока (СПД) и четырех разводящесводящих блоков голограммных оптических фильтров (ГОФ).



плоскости с помощью входной призмы БМ-90°-90° и четырех полупентапризм БУ-45°. Три первые призмы БУ-45° имеют на выходной грани склейку с клином (22.5°) с напыленным на нем дихроичным покрытием (ДП). Все три имеют одинаковые размеры, но несколько увеличенные для компактности и удобства разведения лучей к четырем блокам ГОФ. Углы у всех БУ-45° стандартные. Дихроичные покрытия в оптике выполняют функции фильтра нижних частот, т.е. короткие волны отражаются, длинные пропускаются. При небольшом общем числе полос, например, для широкополосной фотометрии при четырех полосах WBVR, можно разделить весь спектральный диапазон сначала пополам, потом две половины опять пополам, при этом все четыре пучка проходят одинаковые оптические пути и количество граней [1]. Для сравнительно большого количества полос и расширенного диапазона этот метод записи ДП трудно осуществим. Проще и качественнее для двенадцати полос разбить их на четыре канала по три фильтра, затем развести последовательно три раза тремя ДП, начиная с коротких (ультрафиолетовых) частот. По возможности используется полное внутреннее отражение (ПВО). При этом получается более компактный и удобный спектроделитель и уменьшается число оптических элементов из кварца. Только призмы БМ-90°-90° и первая призма БУ-45° из кварца, все остальные из оптического стекла К8. Все световые пучки как входят, так и выходят по нормальям. Первый коротковолновый канал имеет диапазон 0.32-0.43  $\mu\text{m}$ , второй 0.44-0.60  $\mu\text{m}$ , третий 0.6-0.94  $\mu\text{m}$ , четвертый 0.94-1.70  $\mu\text{m}$ . Во всех четырех каналах спектроделителя как отраженные, так и прошедшие пучки имеют эффективность  $\sim 100\%$ . Блок СПБ имеет универсальное назначение. Он может эффективно работать с любыми наборами фильтров, широкополосными, среднеполосными и узкополосными. ДП можно также наносить для любых других необходимых спектральных интервалов.

Теперь рассмотрим блоки ГОФ. Все четыре имеют одинаковую конструкцию, в каждом блоке ГОФ по входной призме АР-90° и по три склейки на призмах ВР-180° со своим ГОФ и клином 30°. Как и в спектроделителе все световые пучки входят и выходят по нормали, используется ПВО. Пучки выходящие на фотоприемники разведены на три направления, параллельные друг другу, для каждого блока ГОФ в одинаковую сторону. Все ГОФ имеют высокую дифракционную эффективность  $\sim 100\%$ .

Таким образом, мы имеем голограммный спектрофотометр с высокой эффективностью во всех двенадцати полосах в диапазоне 0.3-1.7  $\mu\text{m}$ .

Реализована расширенная среднеполосная Вильнюсская фотометрическая система [2]. Более подробную информацию по ГОФ и их изготовлению можно найти в [3,4].

## Применение ГСФ

ГСФ имеет особо важное значение для многочисленных телескопов малого и умеренного размера с диаметром главного зеркала 0.2–1.0 м. Спектроскопия для них недоступна и малоэффективна. Зато они обладают удивительными свойствами, недоступными для больших телескопов:

- их очень много;
- они сравнительно легко поддаются автоматизации и компьютеризации;
- они, ввиду малого веса и соответственно малой инерционности легко балансируются, могут быть оснащены быстрыми и точными приводами, их можно устанавливать в труднодоступных местах с хорошим астроклиматом, при необходимости легко перемещать;
- они сравнительно дешевы.

Все эти возможности существенно отличают их от больших телескопов и открывают большую новую нишу их эффективного применения для быстропеременных и вспыхающих объектов, таких как  $\gamma$ -всплески и другие интересные объекты.

Среднеполосная многоцветная, особенно такая как Вильнюсская фотометрическая система не намного уступает по информативности спектроскопии и значительно превосходит её по проникающей способности, на 3-4 звездные величины для ПЗС-матриц и на 6-8 звездных величин для ФЭУ.

**Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 04-07-90254.**

## Литература

1. *Корнилов В.Г., Крылов А.В.*, Ядерная физика космических лучей, Изд. МГУ-93, с.209-218.
2. *Страйджис В.*, Многоцветная фотометрия звезд, Вильнюс-77.
3. *Гроздилов В.М.*, Высокоэффективная среднеполосная фотометрия на объемных фазовых голограммах, Известия Главной Астрономической Обсерватории в Пулкове, №217, 2004.
4. *Семенов Г.Б., Аристов А.К., Варнаев А.В., Гроздилов В.М., Жевлаков А.П., Щедрунова Т.В.*, Получение голограммных фильтров в УФ диапазоне спектра 320-430 нм, Оптический Журнал, 2004.



## **ИССЛЕДОВАНИЕ ЛУЧЕВЫХ СКОРОСТЕЙ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА. I.**

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

*Главная астрономическая обсерватория РАН, С.-Петербург  
solar1@gao.spb.ru*

## **RESEARCH OF RADIAL VELOCITIES IN ACTIVE AREAS OF THE SUN. I.**

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

*Central astronomical observatory of RAS*

### **Abstract**

*The research of the temporary and spatial characteristics of radial velocities in two active areas of the Sun near to leading spots is conducted. Our observations indicate, that with an approaching to a penumbra of a spot the frequency and spatial behavior of radial velocities essentially varies.*

Наблюдательный материал получен в течение 2004-2005 гг. на пулковском горизонтальном солнечном телескопе АЦУ-5. Для регистрации солнечного спектра вместо фотопластинки использовался цифровой фотоаппарат. Изображение получалось без сжатия и черно-белое. Чувствительность выбиралась минимальная ISO64, выдержка 0.004 сек. Использовался афокальный режим, при котором изображение спектра из фокальной плоскости спектрографа телескопа АЦУ-5 перебрасывалось высококачественным объективом (D = 40 мм, F = 80 мм) на объектив фотоаппарата, установленный на «бесконечность». Для устранения винитирования применялся оптический зум фотоаппарата.

На рис.1 в качестве примера приведена часть цифровой спектрограммы Солнца, полученная 19 июля 2004 г. для области спектра 6493Å - 6500Å. Над линиями указана высота образования в атмосфере Солнца [1].

Обработка материала производилась следующим образом. Из исходного материала – битовой карты с изображением спектра вырезался стрип, в который попадает только одна линия, с N сканами поперек линии и M отсчетами в каждом разрезе. Переходя от одного скана к другому, для каждого определялась величина смещения контура и величина потока в максимуме. Учитывая дисперсию в данной области спектра, получаем файл доплер-скоростей. В результате обработки всех кадров данной серии, мы имеем двухмерную цифровую матрицу. По одной координате показывается калиброванное распределение скоростей вдоль щели спектрографа, по другой развертка скоростей во времени. Обработка автоматизирована, и

сканирование осуществляется на программном уровне (специализированная программа “SFS”, созданная в ЛФС ГАО РАН). Это позволяет изучать колебательные процессы строго одновременно для всех линий, попадающих в рабочую площадь матрицы. При этом, благодаря короткой экспозиции (0.004 сек.), получаются спектрограммы с высоким пространственным разрешением, что видно по зигзагообразности солнечных линий.

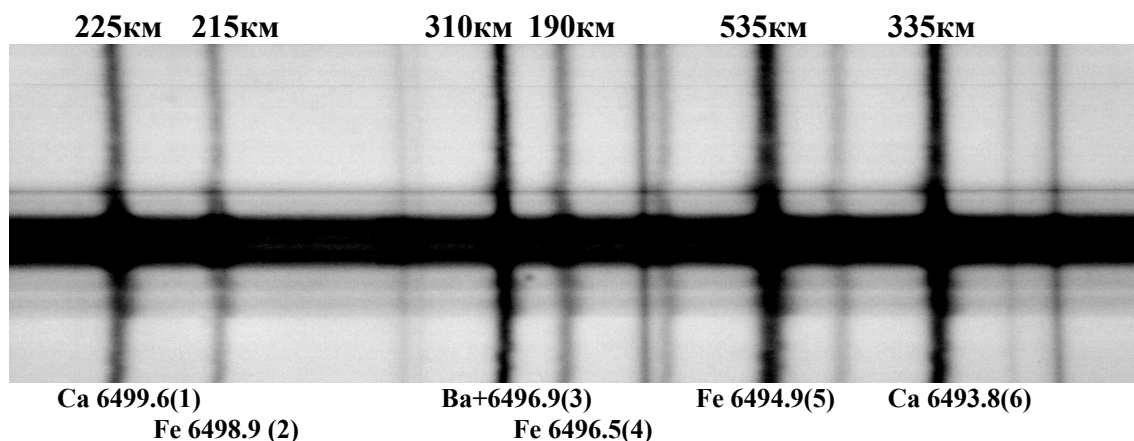


Рис.1.

В этой работе мы приводим результаты временных и пространственных исследований лучевых скоростей вблизи ведущих пятен в двух активных областях: в группе СД72, 2005 г. с координатами  $\varphi = - 6.^{\circ}0$ ,  $L = 49.6^{\circ}$  и группа СД 127 ( $\varphi = + 8.^{\circ}5$ ,  $L = 346.5^{\circ}$ ) 2004 г. Спектры получены 10 июля 2005 г. и 19 июля 2004 г., соответственно. В эти дни активные области находились примерно в  $40^{\circ}$  от центра диска Солнца. Первая область слабо активная и состояла из одного небольшого пятна с площадью 105 мдп. Вторая, напротив, была очень активна с ведущим пятном площадью 936 мдп. Щель спектрографа устанавливалась по центру тени пятна и удерживалась в течение периода наблюдений с точностью  $\sim 2''$ . Для исследования лучевых скоростей были выбраны участки вне пятна. Так, на рис.1 для СД 127 эта область расположена сверху.

На рис. 2 приведена двумерная карта линейных спектров мощности лучевых скоростей для СД72, рассчитанная по шести спектральным линиям (см. рис. 1). По оси ординат отложены частоты (mHz), по оси абсцисс - линейные размеры вдоль щели спектрографа в пикселях. Из правой половины рисунка следует, что при малой активности (слабом возбуждении фотосферы), по-существу, наблюдаются в основном только 5-минутные колебания лучевых скоростей, т.е. подобно “спокойным” участкам фотосферы [2]. Мощность колебаний локализована, при этом, в областях размером  $\sim 6''$ - $10''$  и, в первом приближении, как амплитуда, так и область локализации одинакова на всех исследуемых высотах фотосферы. В левой части спектральной карты можно видеть, что, во-первых, при приближении к пятну (пятно находится слева) поведение размеров и формы облас-

тей 5-минутных колебаний заметно изменяются, так что избытки мощности вытягиваются и становятся двойными. Особенно отчетливо это проявляется для спектральных линий, образующихся на низких высотах в фотосфере. Во-вторых, с приближением к пятну наблюдается тенденция падения мощности колебания лучевых скоростей. В-третьих, мощность также падает с высотой.

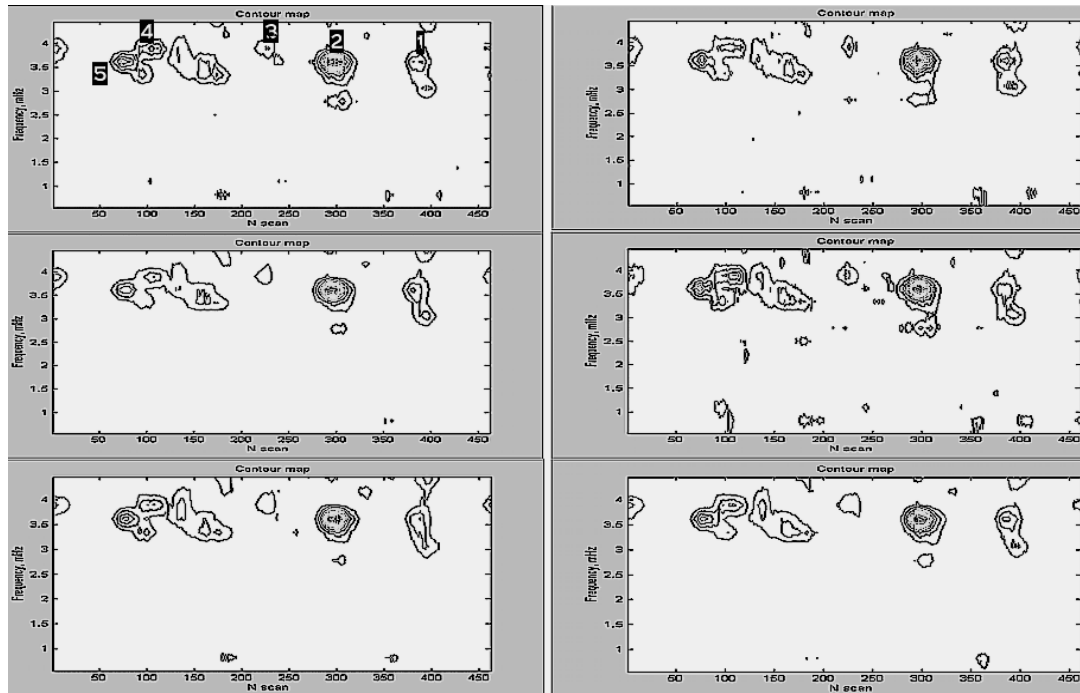


Рис 2.

Кроме колебаний лучевых скоростей с периодом в 5-минут на рис.2 видны также цепочки слабых образований с периодами 21 минут, мощность которых также падает с высотой. В области слабых магнитных полей их положение на поверхности Солнца оказывается смещенным относительно области, в которой возбуждены 5-минутные колебания, в области усиления магнитного поля (при приближении к пятну) они располагаются в одном из максимумов бимодального распределения мощности 5-минутных колебаний.

Особый интерес представляет пространственное распределение пиков мощности лучевых скоростей. Оказывается, что расстояние между максимумами 1 и 2 (рис. 2) составляет  $\sim 20''$ , между 1 и 3, а также 2 и 4, 3 и 5  $\sim 36''$ - $38''$ , в то время как между 4 и 5 оно равно  $12,0''$ . Таким образом, расстояние между максимумами через один соответствует размерам супергранулы. Получается, что в пределах одной супергранулы возбуждаются три области колебаний с периодом 5 минут. Эта особенность локализации колебаний хорошо видна и на модифицированной  $\omega$ -k диаграмме (рис.3). Действительно, области максимумов на диаграмме располагаются на периодах  $\sim 4.9, 5.08, 5.13$  минут с пространственной локализацией  $12.7'', 25''$ ,

49", соответственно. Кроме того, на малых высотах наблюдается низкочастотная слабая мода  $28^m$  с пространственным периодом  $\sim 16''$ . Хотя эти значения и усредненные, они близки к значениям непосредственно найденным из рис.2.

Более сложная картина возбуждения колебаний возникает в случае усиления магнитного поля. Рассмотрим группу СД 127 2004 г. около большого пятна (сильная активность). На рис. 4 (подобном рис.2) максимумы мощности сконцентрированы на периодах  $\sim 5.3^m$ . Отметим следующие положения, вытекающие из двумерных карт для шести спектральных линий (рис.4).

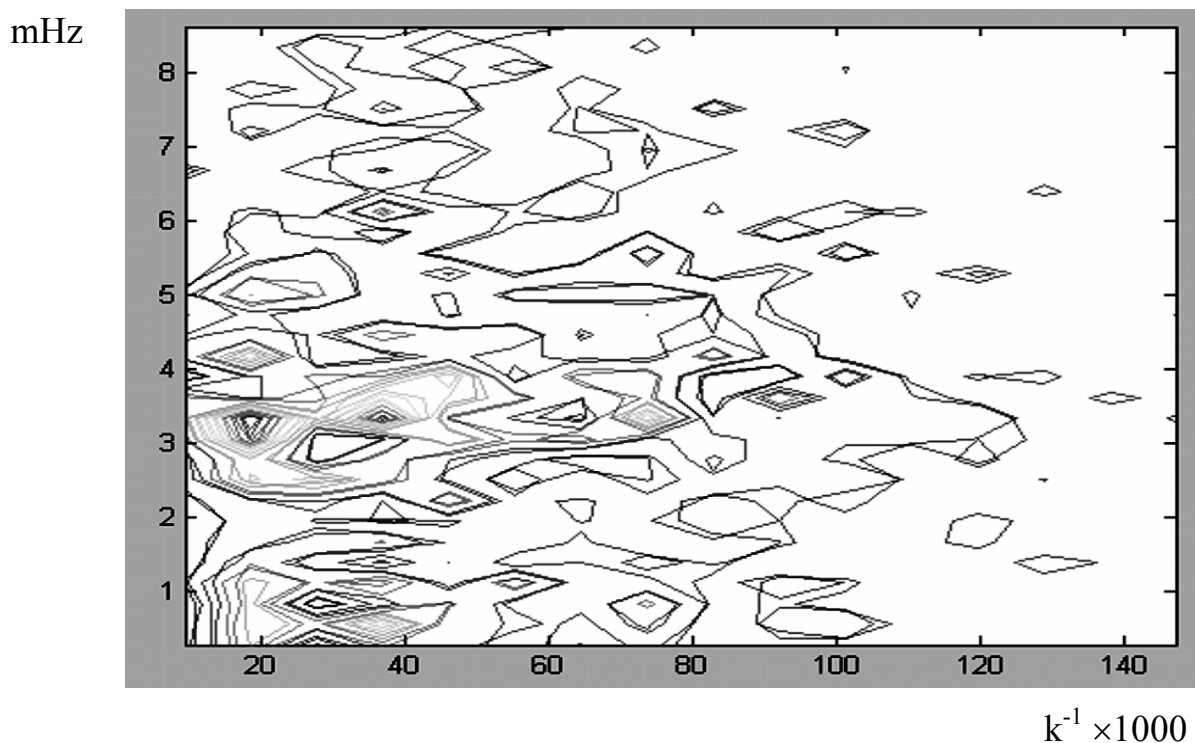


Рис 3.

Во-первых, намечающееся в слабой активной области (рис.2) вблизи пятна появление бимодального распределения мощности 5-минутных колебаний, видна здесь уже в первых максимумах (справа). Это, безусловно, связано с присутствием уже в правой части карты сильного магнитного поля, что следует из магнитограммы и снимков в линиях  $H\alpha$  и  $Ca II$ .

Во-вторых, один из бимодальных пиков (слева) 5-минутных колебаний сильно ослаб, а третий максимум, вблизи пятна вообще исчез, особенно на низких высотах фотосферы. Таким образом, по мере приближения к пятну и усилением магнитного поля, мощность 5-минутных колебаний быстро падает. Эта тенденция уже отмечалась на рис. 2. Этот характер зависимости охватывает все высоты фотосферы, хотя на больших высотах он менее заметен из-за появления других мод.

В-третьих, в левой части рис. 4 наблюдается резкое существенное увеличение числа мод, основные из которых –  $7,2^m$  и  $13^m$ . Это нельзя объ-

яснить ошибками наблюдений. Для проверки, теми же методами мы провели обработку теллурической линии. Сравнение лучевых скоростей показывает, что наблюдаемые лучевые скорости (на рис.4) реальны.

В-четвертых, как сама мощность, так и вид максимумов распределения мощности на рис. 4 в низких слоях фотосферы заметно отличаются от таковых в верхних слоях. По этому признаку их можно разделить на две группы: по три спектральной линии в каждой. Тогда, учитывая, что расчеты высоты образования для отдельных спектральных линий различными авторами могут отличаться до 50 км и более [1], можно принять, что средняя высота образования для первой группы линий составляет ~ 220 км, а для второй ~ 400 км.

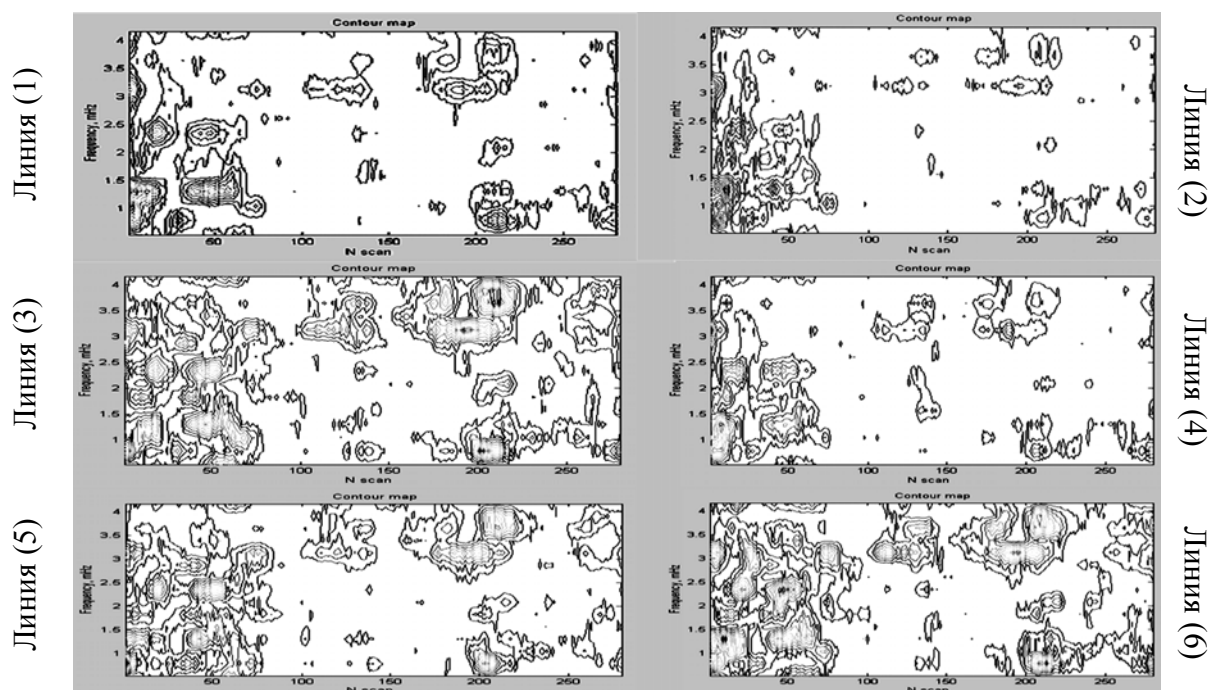


Рис 4.

В-пятых, судя по распределению дисперсии лучевых скоростей с высотой ( $V_{rms}(h)$ ) характер возбуждения колебаний различен в слабо и сильно активной областях. В области сильных магнитных полей с высотой имеет пик в распределении амплитуды колебаний. Максимум достигается на высотах ~ 300-330 км. В области слабых магнитных полей дисперсия скоростей с высотой практически не меняется (рис. 5, пунктир).

Итак, на основе проведенного исследования особенностей поведения лучевых скоростей на различных высотах в слабо и сильно возбужденных областях вблизи пятен, можно сделать следующие выводы. В слабо возбужденной (как и в спокойной [2]) фотосфере в основном наблюдаются 5-минутные колебания лучевых скоростей. Пространственно они проявляются в виде всплесков максимумов мощности с расстояниями между край-

ними из них  $\sim 38''$ , т.е. размера супергранулы. Область локализации колебаний составляет при этом  $\sim 6-9''$ . По мере приближения к пятну, область локализации «размывается» - становится бимодальной и мощность в них падает. Эта особенность характерна для сильно возбужденной области (вблизи пятна), причем, на низких высотах фотосферы проявляется более отчетливо. Вблизи границы с полутенью пятна характер колебательного процесса резко меняется: возбуждаются и усиливаются низкочастотные моды колебаний, особенно выделяются моды с периодами 7 и 13-минут. Что касается 3-минутных колебаний лучевых скоростей, то на всем протяжении рассматриваемой области они либо слабы, либо вообще отсутствуют.

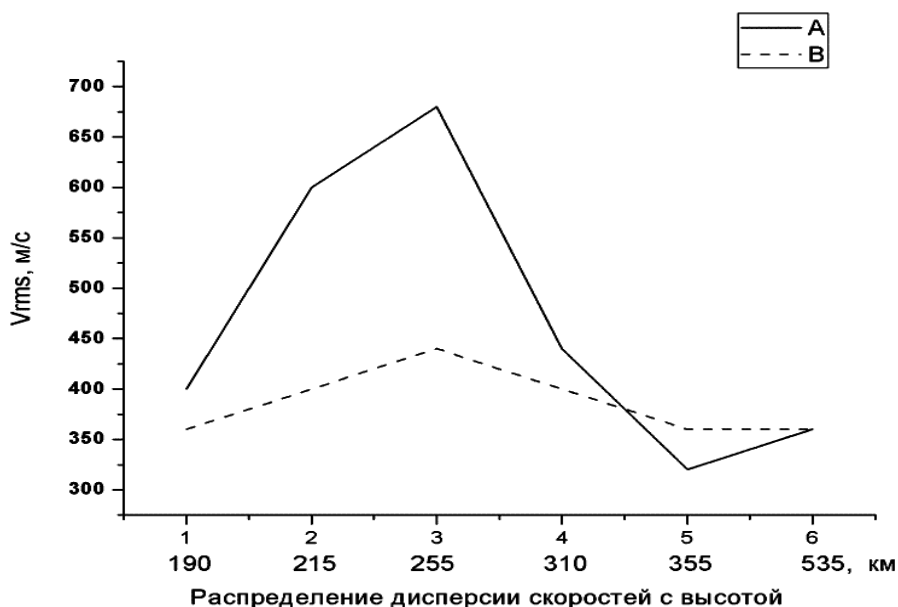


Рис. 5.

Таким образом, усиление напряженности магнитного поля в фотосфере существенным образом изменяет характер колебаний лучевых скоростей не только в солнечных пятнах [3-5], но и в их окружении.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 04-07-90254.

Авторы выражают благодарность Анатолию Савченкову за помощь в разработке пакета программ.

#### Литература

1. *Wiehr E. and Kneer F.* A&A, 1988, 195, 310.
2. *Губсон Э.* «Спокойное Солнце», Москва, 1977, 408.
3. *Balhtazar H., Kuveler G. and Wiehr E.,* 1987, Solar Phys., 112, 37.
4. *Balhtazar H.,* 1999, Solar Phys., 187, 389.
5. *Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д.* // Труды конфер. Крупно-масштабная структура солнечной активности // Пулковско, 21-25 июня 1999, 87.

## СПИСОК АВТОРОВ

- Авакян С.В.* 621  
*Алексеев И.Ю.* 287  
*Алексеева Л.М.* 485  
*Алесин А.М.* 627  
*Андреева О.А.* 465  
*Артамонова И.В.* 11  
*Афанасьев И.М.* 621  
*Бадалян О.Г.* 251, 259, 281  
*Балдин С.В.* 627  
*Баранов А.В.* 491  
*Баранов Д.Г.* 297  
*Барляева Т.В.* 125  
*Беневоленская Е.Е.* 267  
*Бердюгина С.В.* 441  
*Биленко И.А.* 275  
*Бируля Т.А.* 405  
*Блудова Н.Г.* 281  
*Богод В.М.* 497, 627  
*Борисевич Т.П.* 633  
*Бруевич Е.А.* 287  
*Буссе Ф.Х.* 313  
*Вальчук Т.Е.* 5  
*Вандакуров Ю.В.* 293  
*Васильева В.В.* 133  
*Вашенюк Э.В.* 571  
*Веретененко С.В.* 11, 17, 23  
*Веригин М.И.* 29  
*Вернова Е.С.* 297  
*Веселовский И.С.* 35, 51, 303  
*Волобуев Д.М.* 139, 309  
*Воронин Н.А.* 621  
*Гараимов В.И.* 627  
*Гетлинг А.В.* 313  
*Гецелев И.В.* 99  
*Гнедин Ю.Н.* 321, 621  
*Гриб С.А.* 503  
*Гроздилов В.М.* 639  
*Гусева С.А.* 331, 337, 345, 605  
*Давыдов В.В.* 41  
*Дайбог Е.И.* 45  
*Данилкина Е.Б.* 185  
*Делоне А.Б.* 351, 429  
*Дергачев В.А.* 17, 143, 149, 221, 227  
*Дмитриев А.В.* 51  
*Дмитриев П.Б.* 17, 509  
*Доленко С.А.* 35  
*Ерофеев Д.В.* 57, 63  
*Ефремов В.И.* 643  
*Жанг Т.-Л.* 29  
*Зверев Ю.К.* 633  
*Золотова Н.В.* 155  
*Зоткин И.А.* 621  
*Иванов В.Г.* 69, 367  
*Иванов Е.В.* 357  
*Ильин Г.Н.* 633  
*Иошпа Б.А.* 517  
*Ихсанов Р.Н.* 321, 367, 643  
*Callebaut D.K.* 161, 169, 191, 373, 379, 389  
*Karugila G.K.* 373  
*Каримова Л.М.* 179, 185  
*Картавых Ю.Ю.* 143  
*Кацова М.М.* 397  
*Кечкемети К.* 45  
*Ким Гун-дер* 403  
*Ким И.С.* 405  
*Кириллов А.К.* 75, 81  
*Кириллова Н.Г.* 81  
*Киричек Е.А.* 453, 551  
*Колстрём Т.* 227  
*Кононова Н.К.* 5  
*Коржавин А.Н.* 633  
*Котельников В.С.* 497  
*Котова Г.А.* 29  
*Крамынин А.П.* 197  
*Крусанова Н.Л.* 405  
*Крюкова М.Ю.* 405  
*Куандыков Е.Б.* 179  
*Кудела К.* 523  
*Кудрявцев И.В.* 509  
*Кузнецов С.Н.* 523

Кузнецова М.А. 589  
Кулагин Е.С. 527  
Курочка Е.В. 539  
Курт В.Г. 523  
Лазарева Л.Ф. 491  
Лазутков В.П. 509  
Лебединская М.Л. 621  
Лейко У.М. 411  
Лившиц И.М. 417  
Лившиц М.А. 397  
Линдхольм М. 215  
Лисов И.А. 117  
Логачев Ю.И. 45  
Лозицкая Н.И. 87, 533  
Лозицкий В.В. 87, 539, 545, 551  
Макаренко Н.Г. 179, 185, 197  
Макаров В.И. 161, 169, 191, 241,  
373, 379, 389  
Макарова V.V. 191  
Матвеев Г.А. 509  
Мешалкина Н.С. 565  
Милецкий Е.В. 69, 321  
Миронова И.А. 93  
Михаляев Б.Б. 557, 561  
Могилевский Э.И. 517  
Мордвинов А.В. 197  
Мосс Д.Л. 441  
Муравьева Е.А. 523  
Мягкова И.Н. 523  
Наговицын Ю.А. 203, 447, 593  
Никольская К.И. 423  
Обридко В.Н. 259, 417, 517  
Огурцов М.Г. 209, 215, 227  
Осыка О.Б. 539  
Пак И.Т. 179, 185  
Парфиненко Л.Д. 643  
Певцов А.А. 477  
Перваков А.А. 627  
Персианцев И.Г. 35  
Петерова Н.Г. 633  
Подгорный А.И. 565, 571  
Подгорный И.М. 565, 571  
Подзолко М.В. 99  
Понявин Д.И. 105, 125, 155  
Попов В.В. 405  
Порфирьева Г.А. 351, 429  
Потапович А.В. 633  
Прокудина В.С. 111, 117  
Распопов О.М. 149, 221, 227  
Ремизов А.П. 29  
Решетняк М.Ю. 435  
Руденчик Е.А. 517  
Савушкин А.В. 621  
Савченко М.И. 509  
Салимова Н.А. 545  
Симитев Р.Д. 313  
Скородумов Д.В. 509  
Смирнова О.Б. 351  
Соколов Д.Д. 441  
Соловьев А.А. 447, 453, 551, 577,  
589, 593, 621  
Степанян Н.Н. 465  
Тавастшерна К.С. 471  
Тайл П. 23  
Татральяи М. 29  
Терехин С.Н. 105  
Тлатов А.Г. 133, 169, 233, 241,  
471, 477  
Топчило Н.А. 633  
Тясто М.И. 297  
Усоскин И.Г. 441  
Файнштейн В.Г. 599  
Хелама С. 185, 215  
Хондырев В.К. 405  
Черников Д.А. 621  
Шрамко А.Д. 337, 345, 605  
Шугай Ю.С. 35  
Эронен М. 215  
Юнгнер Х. 149, 197, 215  
Юферев А.О. 405  
Юшков Б.Ю. 523  
Яковчук О.С. 35, 51, 303  
Якунина Г.В. 351, 429  
Яснoв Л.В. 613



## СОДЕРЖАНИЕ

### РАЗДЕЛ 1

#### КОСМИЧЕСКАЯ ПОГОДА И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ

<i>Вальчук Т.Е., Кононова Н.К.</i> Экстремальные события на Солнце в проявлениях тропосферной циркуляции на Земле.....	5
<i>Веретененко С.В., Артамонова И.В.</i> Влияние форбуш-понижений галактических космических лучей на интенсивность циклонических процессов в умеренных и высоких широтах.....	11
<i>Веретененко С.В., Дергачев В.А, Дмитриев П.Б.</i> Влияние арктического фронта на формирование долгопериодных эффектов солнечной активности в вариациях приземного давления в Северной Атлантике.....	17
<i>Веретененко С.В., Тайл П.</i> Усиление регенерации циклонов в Северной Атлантике в связи со всплесками солнечных космических лучей.....	23
<i>Веригин М.И., Жанг Т.-Л., Татральяи М., Котова Г.А., Ремизов А.П.</i> Влияние вариаций потока УФ излучения Солнца в цикле солнечной активности на характеристики экзосферы, ионопаузы и околопланетной ударной волны Венеры.....	29
<i>Веселовский И.С., Персианцев И.Г., Доленко С.А., Шугай Ю.С., Яковчук О.С.</i> Прогнозирование скорости солнечного ветра по площади корональных дыр с использованием нейронных сетей и сопоставление результатов с динамикой геомагнитных возмущений.....	35
<i>Давыдов В.В.</i> Кросс-вейвлет в анализе солнечно-земных связей.....	41
<i>Дайбог Е.И., Логачев Ю.И., Кечкемети К.</i> Скорость спада потоков протонов в событиях СКЛ как функция их энергии.....	45
<i>Дмитриев А.В., Веселовский И.С., Яковчук О.С.</i> Проблемы согласования данных по солнечному ветру в базах данных OMNI и OMNI-2	51
<i>Ерофеев Д.В.</i> Зависимость между азимутальным углом ММП и скоростью солнечного ветра для разных типов потоков и разных фаз солнечного цикла.....	57

<i>Ерофеев Д.В.</i> Связь между солнечными и межпланетными магнитными полями для полей разного типа симметрии относительно гелиоэкватора.....	63
<i>Иванов В.Г., Милецкий Е.В.</i> Взаимосвязь геомагнитных возмущений с параметрами солнечного ветра.....	69
<i>Кириллов А.К.</i> Выбросы метана и угля и космофизические факторы	75
<i>Кириллов А.К., Кириллова Н.Г.</i> Связь солнечной активности и вариаций атмосферного давления.....	81
<i>Лозицкая Н.И., Лозицкий В.В.</i> Геомагнитные и климатические проявления вариаций солнечной активности.....	87
<i>Миронова И.А.</i> Суточные вариации аэрозольного индекса TOMS-а над г. Гармиш-Партенкирхен в течение солнечных протонных событий и Форбуш-понижений интенсивности галактических космических лучей.....	93
<i>Подзолко М.В., Гецелев И.В.</i> Потoki протонов солнечных и галактических космических лучей по данным измерений IMP-8.....	99
<i>Понявин Д.И., Терехин С.Н.</i> Геомагнитная активность в XIX и XX столетиях.....	105
<i>Прокудина В.С.</i> Наблюдения крупных пятен в Минимум Маундера и солнечно-земные связи.....	111
<i>Прокудина В.С., Лисов И.А.</i> Аномальное движение спутника во время мощных геомагнитных бурь.....	117

## **РАЗДЕЛ 2**

### **ПОВЕДЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА БОЛЬШОЙ ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЕ И ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА**

<i>Барляева Т.В., Понявин Д.И.</i> EMD и вейвлет анализ вариаций климата и солнечной активности.....	125
<i>Васильева В.В., Тлатов А.Г.</i> Угол наклона волокон в период 1919-2003 гг.....	133
<i>Волобуев Д.М.</i> Баланс солнечной активности и CO <sub>2</sub> при климатических изменениях последнего тысячелетия.....	139
<i>Дергачев В.А., Картавых Ю.Ю.</i> О возможном влиянии событий СКЛ на временной ход температуры.....	143

<i>Дергачев В.А., Распопов О.М., Юнгнер Х.</i> Наиболее холодные эпизоды и интенсивность космических лучей в течение последних 10 тысяч лет.....	149
<i>Золотова Н.В., Понявин Д.И.</i> Синхронизация пятнообразовательной активности в северном и южном полушариях Солнца.....	155
<i>Callebaut D.K., Makarov V.I.</i> The Advent of a Grand Minimum and Climate Effects.....	161
<i>Callebaut D.K., Makarov V.I., Tlatov A.G.</i> Some Features During Maunder Minimum.....	169
<i>Куандыков Е.Б., Каримова Л.М., Макаренко Н.Г., Пак И.Т.</i> О прогнозе 24-го цикла временного ряда чисел Вольфа.....	179
<i>Макаренко Н.Г., Каримова Л.М., Данилкина Е.Б., Пак И.Т., Хелама С.</i> Нелинейные методы тестирования синхронизации двух динамических систем по палеоклиматическим данным.....	185
<i>Makarov V.I., Makarova V.V., Callebaut D.K.</i> Polar Faculae as a Predictor of Solar Cycle.....	191
<i>Мордвинов А.В., Макаренко Н.Г., Юнгнер Х., Крамынин А.П.</i> Эмпирическая модель солнечного воздействия на климат Земли и прогноз цикла 24.....	197
<i>Наговицын Ю.А.</i> К реконструкции вариаций солнечной и геомагнитной активности в прошлом.....	203
<i>Огурцов М.Г.</i> Солнечная палеоастрофизика как средство для прогнозирования солнечной активности в будущем.....	209
<i>Огурцов М.Г., Юнгнер Х., Линдхольм М., Эронен М., Хелама С.</i> Изменения атмосферной прозрачности как возможное звено, связывающее вековые вариации солнечной активности и климата.....	215
<i>Распопов О.М., Дергачев В.А.</i> Проявление двухсотлетнего солнечного цикла в климатических изменениях.....	221
<i>Распопов О.М., Дергачев В.А., Огурцов М.Г., Колстрём Т.</i> 2300-2400-летний солнечный цикл и особенности атмосферной циркуляции в Северной Европе.....	227
<i>Тлатов А.Г.</i> Долговременные вариации вращения солнечной короны.....	233
<i>Тлатов А.Г., Макаров В.И.</i> Индексы эпохи минимума активности Солнца.....	241

**РАЗДЕЛ 3**  
**КРУПНОМАСШТАБНЫЕ СТРУКТУРЫ НА СОЛНЦЕ**  
**И ФИЗИЧЕСКИЕ МЕХАНИЗМЫ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

<i>Бадалян О.Г.</i> Два типа дифференциального вращения солнечной короны.....	251
<i>Бадалян О.Г., Обридко В.Н.</i> О двух закономерностях связи яркости зеленой корональной линии с магнитным полем.....	259
<i>Беневоленская Е.Е.</i> Роль долгоживущих комплексов активности в солнечном цикле.....	267
<i>Биленко И.А.</i> Закономерности формирования и эволюции фотосферных магнитных полей Солнца различного масштаба.....	275
<i>Блудова Н.Г., Бадалян О.Г.</i> Связь яркости зеленой корональной линии, крупномасштабного магнитного поля и площадей пятен в цикле активности.....	281
<i>Бруевич Е.А., Алексеев И.Ю.</i> Поверхностная активность звезд поздних спектральных классов – аналог циклической активности Солнца	287
<i>Вандакуров Ю.В.</i> Проблемы равновесия верхних слоев и генерации магнитных полей на Солнце.....	293
<i>Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.</i> 11-летний и 22-летний циклы в гелиодолготном распределении солнечной активности.....	297
<i>Веселовский И.С., Яковчук О.С.</i> Некоторые физические особенности наиболее сильных возмущений на Солнце и в гелиосфере.....	303
<i>Волобуев Д.М.</i> Кинематическое описание циклов Хейла и Глейсберга как связанных дисков Фарадея.....	309
<i>Гетлинг А.В., Симитев Р.Д., Буссе Ф.Х.</i> Глобально-локальное солнечное динамо – единый механизм?.....	313
<i>Гнедин Ю.Н., Ихсанов Р.Н., Милецкий Е.В.</i> О потоках солнечных нейтрино в радиохимических экспериментах.....	321
<i>Гусева С.А.</i> Изучение свойств эффективных магнитных полюсов Солнца по данным EIT (SOHO) за 1999-2004 гг.....	331
<i>Гусева С.А., Шрамко А.Д.</i> Исследование долгоживущих лучей в короне Солнца по снимкам орбитального телескопа LASCO C2.....	337

<i>Гусева С.А., Шрамко А.Д.</i> Трехмерное моделирование корональных лучей Солнца.....	345
<i>Делоне А.Б., Якунина Г.В., Порфирьева Г.А., Смирнова О.Б.</i> Турбулентные и направленные движения вещества в различных структурах в нижней короне.....	351
<i>Иванов Е.В.</i> Квазидвухлетние вариации суммарных площадей пятен в секторах активных долгот.....	357
<i>Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.</i> Особенности эволюции крупномасштабного магнитного поля Солнца в 15-23 циклах, I.....	367
<i>Callebaut D.K., Karugila G.K., Makarov V.I.</i> Reaction by $E \times B$ Drift.....	373
<i>Callebaut D.K., Makarov V.I.</i> Generation of Sunspots and Polar Faculae from a Kinematic Dynamo.....	379
<i>Callebaut D.K., Makarov V.I.</i> Lorentz Force from Generated Magnetic Field.....	389
<i>Кацова М.М., Лившиц М.А.</i> Солнце среди активных звезд поздних спектральных классов: новые результаты.....	397
<i>Ким Гун-дер.</i> Импульсы корональной активности.....	403
<i>Крусанова Н.Л., Бируля Т.А., Ким И.С., Крюкова М.Ю., Попов В.В., Юферев А.О., Хондырев В.К.</i> Цвет «белой» короны 3 ноября 1994 года.....	405
<i>Лейко У.М.</i> Вращение магнитных полей Солнца и циклы активности в XX столетии.....	411
<i>Лившиц И.М., Обридко В.Н.</i> Магнитный момент солнечного диполя на различных фазах цикла.....	417
<i>Никольская К.И.</i> Корональные дыры в цикле активности.....	423
<i>Порфирьева Г.А., Делоне А.Б., Якунина Г.В.</i> Потoki вещества в солнечной короне по наблюдениям в белом свете на SOHO.....	429
<i>Решетняк М.Ю.</i> О спиральности в моделях планетарного динамо.....	435
<i>Соколов Д.Д., Бердюгина С.В., Мосс Д.Л., Усоскин И.Г.</i> Активные долготы в свете теории солнечного динамо.....	441
<i>Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.</i> Развитие диффузионной модели солнечного цикла: новый взгляд на структуру и природу хэйловской магнитной пары.....	447

<i>Соловьев А.А., Киричек Е.А.</i> Развитие диффузионной модели солнечного цикла: поведение магнитных полей.....	453
<i>Степанян Н.Н., Андреева О.А.</i> Два типа крупномасштабных магнитных полей на Солнце.....	465
<i>Тавастшерна К.С., Тлатов А.Г.</i> Каталог корональных дыр и их свойства за период 1975-2003 гг.....	471
<i>Тлатов А.Г., Певцов А.А.</i> Индекс активности по данным ежедневных наблюдений в красном крыле спектральной линии КСа.....	477

#### **РАЗДЕЛ 4**

#### **ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ**

#### **В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА СОЛНЦЕ**

<i>Алексеева Л.М.</i> О возможной природе тонкоструктурных образований в надфотосферных слоях Солнца.....	485
<i>Баранов А.В., Лазарева Л.Ф.</i> Анализ профилей круговой поляризации Стокса различных спектральных линий в спектре солнечного пятна.....	491
<i>Богод В.М., Котельников В.С.</i> О широкодиапазонных вариациях микроволнового потока излучения перед мощными вспышками.....	497
<i>Гриб С.А.</i> Нелинейное догонное взаимодействие солнечных возмущений корональной плазмы.....	503
<i>Дмитриев П.Б., Кудрявцев И.В., Лазутков В.П., Матвеев Г.А., Савченко М.И., Скородумов Д.В.</i> Особенности рентгеновского излучения солнечных вспышек 15 апреля и 29 октября 2002 года.....	509
<i>Иошпа Б.А., Могилевский Э.И., Обридко В.Н., Руденчик Е.А.</i> Некоторые фрактальные свойства солнечных магнитных полей.....	517
<i>Кузнецов С.Н., Мяжкова И.Н., Курт В.Г., Юшков Б.Ю., Муравьева Е.А., Кудела К.</i> Солнечные вспышки января 2005 года по данным ИСЗ КОРОНАС-Ф.....	523
<i>Кулагин Е.С.</i> Мощная вспышка класса 3В/М7.1 23 сентября 1998 года и инжекция плазмы в расширяющуюся магнитную аркаду.....	527
<i>Лозицкая Н.И.</i> Анализ баз данных и перспективы визуальных измерений напряженностей магнитных полей солнечных пятен.....	533
<i>Лозицкий В.Г., Курочка Е.В., Осыка О.Б.</i> Сопоставление измерений магнитного поля и турбулентных скоростей для двух моментов солнечной вспышки 5 ноября 2004 г.....	539

<i>Лоцицкий В.Г., Салимова Н.А.</i> Измерения магнитного поля в солнечных пятнах по линиям с различными факторами Ланде.....	545
<i>Лоцицкий В.Г., Соловьев А.А., Киричек Е.А.</i> Сильные магнитные поля в солнечных вспышках: данные спектральных наблюдений и теоретические модели.....	551
<i>Михаляев Б.Б.</i> Колебания неоднородных корональных петель.....	557
<i>Михаляев Б.Б.</i> Колебания солнечных активных областей.....	561
<i>Подгорный А.И., Подгорный И.М., Мешалкина Н.С.</i> Эволюция магнитного поля над активной областью в предвспышечном состоянии.....	565
<i>Подгорный И.М., Ващенко Э.В., Подгорный А.И.</i> Модель солнечной вспышки и генерация солнечных космических лучей.....	571
<i>Соловьев А.А.</i> Модель солнечного пятна с гравитационной энергией связи.....	577
<i>Соловьев А.А., Кузнецова М.А.</i> Уменьшение площади тени пятна на стадии регулярной диссипации.....	589
<i>Соловьев А.А., Наговицын Ю.А.</i> Долгопериодические колебания солнечных пятен.....	593
<i>Файнштейн В.Г.</i> Связь корональных выбросов массы с эруптивными протуберанцами и постэруптивными аркадами.....	599
<i>Шрамко А.Д., Гусева С.А.</i> Исследование быстропротекающих процессов в хромосфере и короне Солнца в аномальный 2003 год.....	605
<i>Яснов Л.В.</i> О структуре области генерации микроволновых всплесков на Солнце.....	613

## **РАЗДЕЛ 5**

### **ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ И ИНСТРУМЕНТЫ**

<i>Авакян С.В., Афанасьев И.М., Воронин Н.А., Гнедин Ю.Н., Зоткин И.А., Лебединская М.Л., Савушкин А.В., Соловьев А.А., Черников Д.А.</i> Патруль солнечной коротковолновой радиации и космическая погода.....	621
<i>Богод В.М., Алесин А.М., Балдин С.В., Гараимов В.И., Перваков А.А.</i> О технических характеристиках нового спектрально-поляризационного комплекса высокого разрешения СПКВР для микроволновых исследований солнца на РАТАН-600.....	627

<b><i>Борисевич Т.П., Зверев Ю.К., Ильин Г.Н., Коржавин А.Н., Петерова Н.Г., Потапович А.В., Топчило Н.А.</i></b> Модернизация Большого Пулковского Радиотескопа для наблюдений Солнца.....	633
<b><i>Гроздилов В.М.</i></b> Оптическая схема голограммного спектрофотометра (ГСФ).....	639
<b><i>Ефремов В.И., Ихсанов Р.Н., Парфиненко Л.Д.</i></b> Исследование лучевых скоростей в активных областях Солнца. I.....	643
<b>Список авторов</b> .....	649