ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

XIX ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА

СОЛНЕЧНАЯ И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ ФИЗИКА – 2015

ТРУДЫ

Санкт-Петербург
2015

Сборник содержит доклады, представленные на XIX Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2015» (5 – 9 октября 2015 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звёзд» Научного совета «Солнце-Земля».

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

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Болгарии, Польши, Великобритании, Финляндии, США, Японии.

Оргкомитет конференции

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

Члены оргкомитета:

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

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

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

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

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

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

http://www.solarstation.ru/

Компьютерная верстка Е.Л. Терёхиной

ISBN 978-5-9651-0935-7

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2015

ДИАГНОСТИКА ДИНАМО-ПРОЦЕССОВ ПО ФРАКТАЛЬНЫМ СВОЙСТВАМ ПЛАЗМЫ В НЕВОЗМУЩЕННОЙ ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА

Абраменко В.И.[1,2]
[1]*Главная (Пулковская) Обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

DIAGNOSTICS OF DYNAMO PROCESS FROM FRACTAL PROPERTIES OF PLASMA IN UNDISTURBED SOLAR PHOTOSPHERE

Abramenko V.I.[1,2]
[1]*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*
[2]*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

Results of analysis of multi-scale properties of observed photospheric granulation patterns in undisturbed solar photosphere are presented. Data were obtained with the New Solar Telescope at Big Bear Solar observatory. Different types of magnetic environment were explored: a coronal hole (CH) area, a quiet sun (QS) intranetwork area, a QS/network area, and an area with small pores. The property of multifractality was revealed for granulation patterns in all environments on scales below 600 km. The degree of multifractality tends to be stronger as the magnetic environment becomes weaker. Multifractality on very small scales is a necessary condition for the fast (turbulent) dynamo action. The results show that the most favorable conditions for the fast small-scale dynamo are met outside the network, inside vast areas of weakest magnetic fields, which supports the idea of nonlocal, deep turbulent dynamo.

Невозмущенная фотосфера занимает не менее 80% общей поверхности Солнца и играет весьма существенную роль в процессах солнечного магнетизма. Процессы меридиональной циркуляции поля и процессы турбулентного динамо в основном связаны с невозмущенной фотосферой. Поэтому изучение структурных характеристик замагниченной плазмы в зонах вне активных областей заслуживает нашего внимания.

Данные о солнечной грануляции, полученные с разрешением 0.1 угловых секунд на телескопе New Solar Telescope (NST) обсерватории Big Bear позволили нам сравнить мультифрактальные свойства грануляции в различных областях невозмущенной фотосферы, рис. 1. А именно, мы изучали 1) область внутри супергранулы, ниже обозначена как QS/Intranetwork, панель *a* на рис. 1; 2) область, охватывающая участки супергрануляционной сетки, QS/Network, панель *b*; 3) область внутри корональной дыры, ниже обозначена как CH, панель *c*; и 4) область с мелкими порами в зоне спокойного Солнца, QS/Pores, панель *d*. Эти участки наблюдались на центре солнечного диска с помощью фильтра с полосой пропускания 1 нм, настроенного на центр линии TiO 705.7 нм. Размер пикселя матрицы со-

ставлял 0.0375", а диффракционный предел телескопа – 77 км на поверхности Солнца.

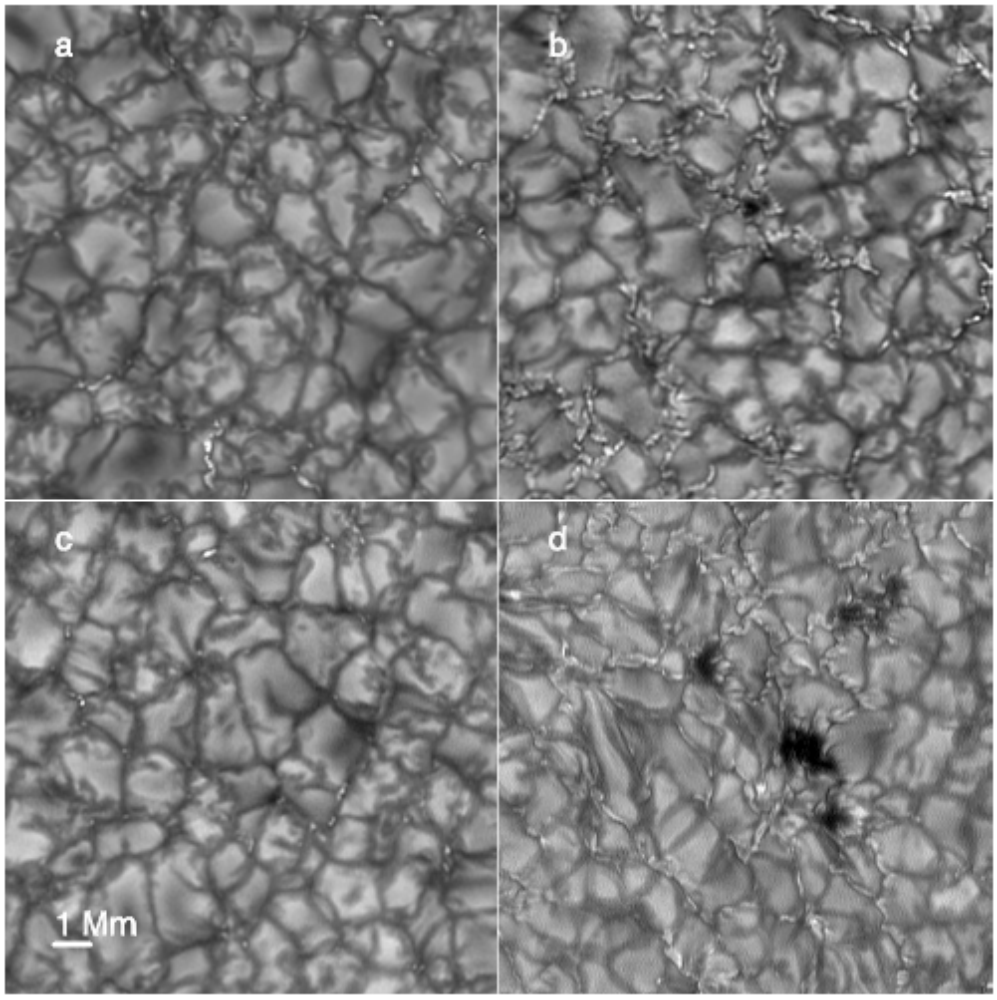


Рис. 1.

Каждый снимок был получен как результат спекл-реконструкции сотни снимков, полученных через каждые 10–12 милисекунд, что дало возможность получать откорректированные снимки с дифракционным разрешением. Для каждого из четырех участков набор данных состоял из нескольких (от 36 до 6) откорректированных снимков, полученных через 3–4 минуты. За такое время грануляционная картина меняется существенно, поэтому их можно рассматривать как независимые пробы для оценки статистических свойств структуры в данном месте. Спектры мультифрактальности вычислялись для каждого откорректированного снимка и затем усреднялись по всем снимкам данной области.

Грануляционная структура отражает картину поля скоростей в фотосфере. Поэтому мера мультифрактальности грануляционной структуры дает нам оценку степени сложности поля скоростей замагниченной фотосферной плазмы. Мультифрактальность мы оценивали методом моментов

структурных функций с последующим вычислением спектра мультифрактальности как флэтнесс-функции [1]. В интервале масштабов, где флэтнесс-функция не зависит от масштаба (плоская), свойство мультифрактальности не выполняется (структура близка к гауссовой). Однако если флэтнесс-функция растет по степенному закону при уменьшении масштаба, то в таком интервале присутствует высокая степень мультифрактальности.

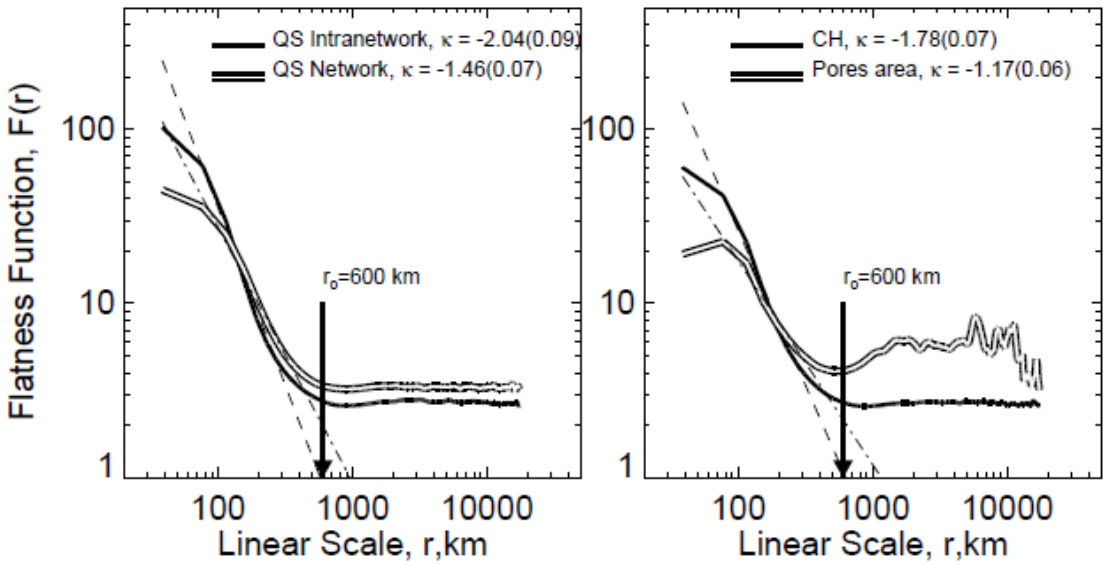


Рис. 2.

На рис. 2 приведены спектры мультифрактальности для четырёх изучаемых областей Солнца. Спектры сравниваются попарно, и разделение на пары не случайно. При всех наших усилиях, влияние земной атмосферы неизбежно при выявлении таких тонких эффектов, как степень сложности структур на масштабах менее 600 км. Поэтому приходится сравнивать снимки, полученные с одинаковым контрастом. Так, в верхнем ряду рис. 1 и на левой панели рис. 2 представлены результаты сравнения двух областей, заснятых с предельно высоким контрастом откорректированных изображений, 17%. В нижнем ряду рис. 1 и на правой панели рис. 2 показаны результаты двя двух областей, полученных при стабильном умеренном контрасте, около 8%. Все области показывают, что на масштабах более примерно 600 км структура грануляции не обладает свойством мультифрактальности, а, следовательно, напоминает гауссово случайное поле. В то же время, на меньших масштабах во всех случаях выявляется разной степени мультифрактальность. (Отметим, что чем круче наклон спектра κ, тем выше степень мультифрактальности.)

При попарном сравнении спектров получается следующее. Области с более слабым в паре магнитным полем (отмечены сплошной жирной линией на рис. 2) обладают более высокой степенью мультифрактальности, чем

области с более сильным полем (отмечены двойной линией). Действительно, магнитное поле в зоне внутри супергранулы всегда слабее, чем поле в узлах супергрануляционной сетки. Аналогично, поле в корональных дырах всегда слабее, чем поле в области пор. Из этого следует, что степень сложности структуры фотосферной плазмы не ассоциируется с сильными магнитными полями невозмущенной фотосферы. Скорее напротив, замагниченная плазма более мультифрактальна (сложна по структуре) в протяженных зонах очень слабых полей. Этот вывод хорошо согласуется с представлениями о нелокальном (по глубине) характере турбулентного динамо, предложенном в статье [2]. Напомним, что необходимым условием для работы турбулентного быстрого димано, согласно [3], является мультифрактальность замагниченной плазмы. Если быстрое динамо работает только в тонком приповерхностном слое, то степень сложности должна быть выше вблизи более сильных магнитных полей (вблизи супергрануляционной сетки и пор), именно там, где происходит расщепление жгута с последующим запутыванием. Но если динамо работает в толстом глубоком слое, то расщепление и запутывание происходит намного глубже, и у вновь созданных элементов больше шансов уйти к центру супергранулы и там вспыть на поверхность. В этом случае степень сложности структуры может быть не связана с близостью к сильным полям. По-видимому, турбулентное динамо работает на глубинах, сравнимых с размером супергранул, около 30 Мм.

Работа выполнена при поддержке Программы Президиума РАН № 21 и NASA/NNX11A073G гранта.

Литература

1. *Abramenko, V.I.* // Solar Physics, 2005, v. **228**, p. 29–42.
2. *Lamb, D.A., Howard, T.A., DeForest, C.E.* // Astrophysical Journal, 2014, v. **788**, p. 7–18.
3. *Зельдович, Я.Б., Молчанов, С.А., Рузмайкин, А.А., Соколов, Д.Д.* // Успехи физических наук, 1987, том 152, вып. 1, с. 3–32.

ПРЕДВСПЫШЕЧНАЯ ДИНАМИКА МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА

Абрамов-Максимов В.Е.[1], Боровик В.Н.[1], Опейкина Л.В.[2], Тлатов А.Г.[1]
[1]ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]САО РАН, Нижний Архыз, Россия

PRE-FLARE DYNAMICS OF MICROWAVE EMISSION AND MAGNETIC FIELD OF SOLAR ACTIVE REGIONS

Abramov-Maximov V.E.[1], Borovik V.N.[1], Opeikina L.V.[2], Tlatov A.G.[1]
[1]Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia
[2]SAO RAS, Nizhnii Arhiz, Russia

Preliminary study of three eruptive events with large M5-X class flares occurred in AR 11944 (January, 2014), AR 12192 (October, 2014), AR 12297 (March, 2015) using daily multiwavelength solar observations in the range of 1.65–6.0 cm made with the RATAN-600 radiotelescope and data obtained by the SDO/HMI is presented. We came to conclusion that the pre-flare dynamics of the microwave emission and magnetic field in these active regions with different sunspot areas, magnetic-field structures and flare-activity levels were quite different. We suppose that it would be necessary to create a catalogue of eruptive events with large flares and their precursors for developing methods of predicting large flares.

Выполнен предварительный анализ эруптивных событий на Солнце 2014–2015 гг. (вспышки M7.2 и X1.2 в активной области (АО) 11944 07.01.14; серия сильных вспышек классов >M5 и X в АО 12192 за период (19–27).10.14; вспышка X2.1 в АО 12297 11.03.15) с целью выявления признаков подготовки больших вспышек по микроволновому излучению АО и ее магнитографическим характеристикам. Анализировались многоволновые наблюдения Солнца на РАТАН-600 в диапазоне 1.6–6.0 см и данные SDO/HMI. Методы обработки данных РАТАН-600 и SDO см. в [1, 2].

1. АО 11944 появилась на лимбе 1 января 2014 г. При прохождении центрального меридиана площадь группы пятен была 1560 м.д.п. За все время нахождения АО на диске Солнца в ней было зарегистрировано множество вспышек С-класса, семь вспышек класса М и одна вспышка X1.2.

Первая большая вспышка M7.2 зарегистрирована 7 января 2014 (10:07–10:37 UT, пик в 10:13); вспышка X1.2, связанная с КВМ типа "гало", произошла 7 января (18:04–18:58, пик в 18:32). Изображение вспышки M7.2 в линии 1600Å (SDO) на момент времени 10:17 (рис. 1а) показывает, что вспышечные петли распространялись по всей хвостовой части АО. На рис. 2 приведены одномерные сканы Солнца на ряде волн микроволнового диапазоне (РАТАН-600), наложенные на изображения АО в континууме и магнитограммы за 4–8 января. Видно, что 5–7 января в хвостовой части

АО происходило всплывание магнитного поля положительной полярности вблизи пятен отрицательной полярности (показано белой стрелкой). Эволюция радиоизлучения над этой частью АО свидетельствует о смещении центра тяжести излучения 6–7 января к месту всплывания нового магнитного поля, что, по-видимому, можно связать с развитием микроволнового источника (NLS) над областью растущего градиента магнитного поля.

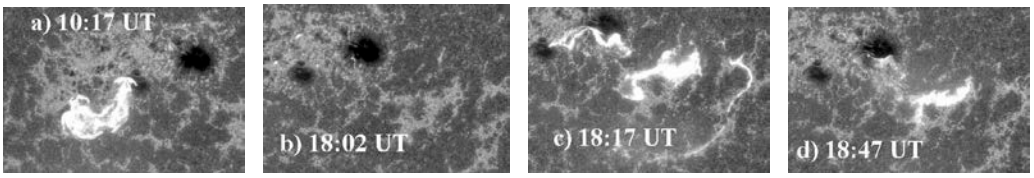


Рис. 1.

Развитие вспышки X 1.2 (18:04–18:58, пик в 18:32) в линии 1600Å (SDO) показано на рис. 1(b,c,d). Вспышка началась к югу и юго-востоку от головного пятна АО и затем развивалась вдоль линии раздела полярности фотосферного магнитного поля далеко за пределами АО. На радио-сканах Солнца (рис. 2) видно, что накануне вспышки 6–7 января произошло изменение структуры микроволнового источника, отождествляемого с головным пятном АО, а именно, увеличилась компонента (отмечена черной стрелкой), которая, вероятно, отражает развитие нового микроволнового источника над нейтральной линией перед вспышкой.

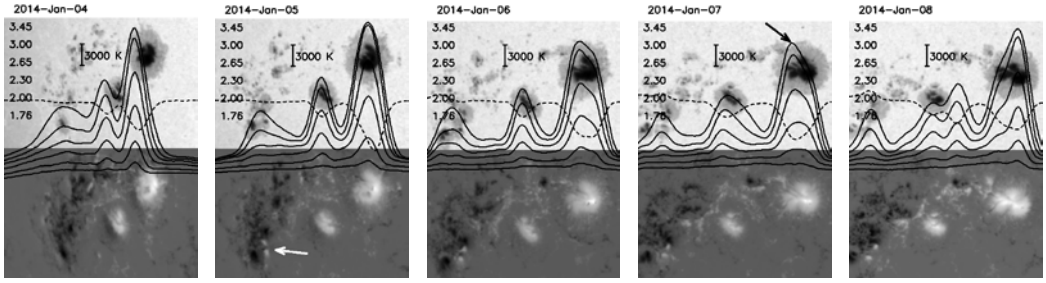


Рис. 2.

Интегральные магнитографические характеристики АО 11944 даны на рис. 5, где приведено изменение магнитного потока *F* и градиента магнитного поля *G*. Видно, что обе вспышки произошли после того, как магнитный поток *F* и градиент *G* достигли своих максимальных значений.

2. АО 12192 – самая большая группа на Солнце за последние 24 года и самая "плодовитая" на вспышки в 24-м цикле. Большая вспышка M4.3 в ней была зарегистрирована 16 октября 2014 еще до того, как группа появилась на видимом диске Солнца. За время нахождения группы в центре диска 20–28 октября ее площадь составляла 2180–2750 м.д.п. Всего за время прохождения по диску она произвела 58 вспышек класса C, 18 вспышек класса M и 6 вспышек класса X (из них три LDE-вспышки: X3/3b 24 октября, X1/3b 25 октября и X2/2b 26 октября). На рис. 3 приведены фрагменты одномерных сканов Солнца на ряде волн микроволнового диапазоне наложенные на изображения АО 12192 в континууме и магнитограммы (SDO/HMI), за период 22–26 октября. Изображения в 1600Å (SDO) показали, что вспышечные ленты всех больших вспышек располагались вдоль

линии раздела полярности магнитного поля. Никаких заметных изменений в структуре магнитного поля перед сильными вспышками не происходило, о чем свидетельствуют слабые изменения магнитного градиента *G* (рис. 5). Также не было выявлено существенных изменений перед чередующимися сильными вспышками в микроволновом излучении данной области, вышедшей на лимб уже с высокой вспышечной активностью.

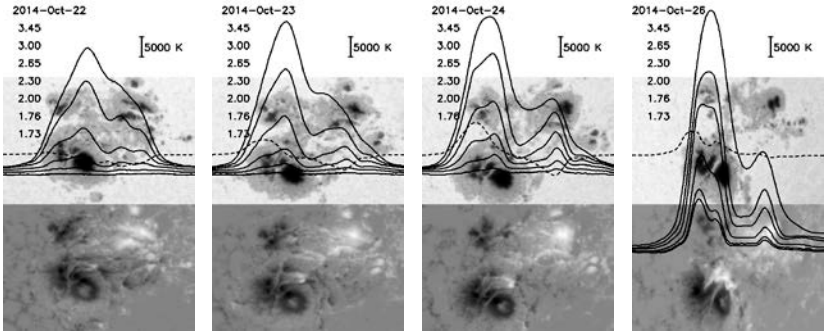


Рис. 3.

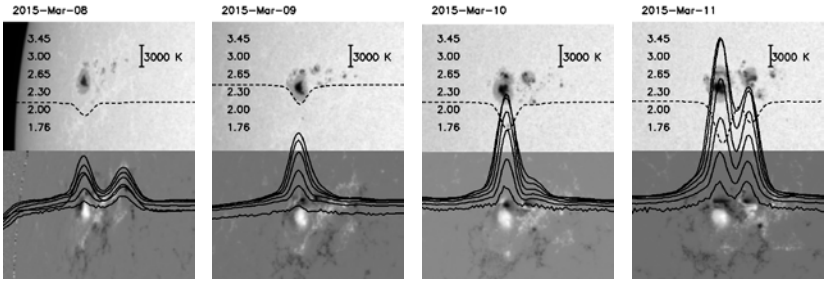


Рис. 4.

3. АО 12297 вышла из-за лимба 6 марта 2015 г. Она представляла собой компактное образование, ее площадь 7 марта составляла 180 м.д.п., 11 марта – 350 м.д.п. За период с 7 по 11 марта в ней произошло большое число вспышек С-класса, две вспышки класса >M5 и вспышка X2.1 (16:11–16:29, пик 16:22) 11 марта. Основное внимание при анализе данной активной области было обращено на ее динамику перед вспышкой X2.1. На рис. 4 приведены фрагменты одномерных сканов Солнца, наложенные на изображения АО в континууме и магнитограммы за период 8–11 марта. Видно, что с 9 марта в хвостовой части группы происходило всплывание нового магнитного поля отрицательной полярности вблизи пятен положительной магнитной полярности. Рис. 5 показывает, что все наиболее сильные вспышки за этот период (включая X-вспышку) произошли на стадии резкого роста градиента магнитного поля. На рис. 4 видна эволюция микроволнового излучения АО 12297. Заметим, что появившийся на сканах 8 марта источник над головной частью группы отразил вспышку C2.5 (09:03–10:12), пик которой в 9:24 совпал с моментом получения солнечного скана на РАТАН-600, так же как и источник над головной частью группы 11 марта отразил произошедшую там вспышку C1.8 (09:17–09:46), пик которой в 09:23 также совпал с моментом наблюдения на РАТАН-600 (09:23). В то же время за период 8–11 марта заметно менялась интенсивность излучения источника, отождествляемого с большим пятном в хвостовой части группы, которая, например, на волне 3.0 см выросла в 1.5 ра-

за 9 марта по сравнению с интенсивностью 8 марта, в 2.5 раза – 10 марта и в 4 раза – 11 марта. При этом площадь наибольшего пятна, по данным ГАС ГАО, за период 8–10 марта не менялась в пределах 10%, и лишь 11 марта она возросла на 60%. Можно предположить, что резкий рост интенсивности источника произошел в результате одновременного попадания в диаграмму антенны "пятенного" микроволнового источника и источника, развившегося перед вспышкой X2.1 над областью растущего градиента магнитного поля, что и явилось предвестником вспышки.

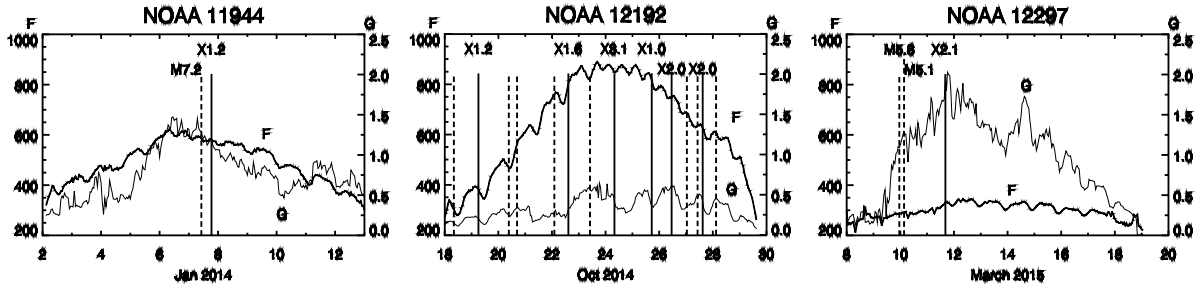


Рис. 5.

Итак, исследована предвспышечная динамика микроволнового излучения и магнитографических характеристик трех АО, различающихся конфигурацией магнитного поля, площадями групп пятен, уровнем вспышечной активности. Предвспышечная ситуация в АО 12297 оказалась очень близкой к тем, которые были в АО 11283 (сентябрь, 2011) и АО 12017 (март, 2014) [1, 2]. Все три группы имели компактную структуру, площадь пятен не превышала 160–350 м.п.д. Предвестником X-вспышек в этих областях явилось всплывание нового магнитного поля вблизи ранее существующего поля противоположной магнитной полярности и развитие микроволнового источника над областью с δ-конфигурацией.

В АО 11944 не выявлено четких признаков подготовки вспышки X1.2. АО 12192 отличалась большой площадью пятен и высокой вспышечной активностью (13 больших вспышек за 10 дней), однако проследить период подготовки первой большой вспышки в этой АО не представилось возможным – она произошла еще до выхода группы на диск. Не было выявлено четких предвестников и последующих вспышек класса >5M – X ни по магнитографическим параметрам, ни в микроволновом излучении.

В различных случаях, исследованных в [1, 2] и в данной работе, выявлено, что предвспышечные признаки могут проявляться как одновременно в радио- и в магнитографических параметрах, так и только в радиодиапазоне или только в магнитном поле, что говорит о важности именно совместного анализа микроволновых и магнитографических характеристик. Необходимо продолжать создания каталога предвестников сильных вспышек.

Работа поддержана грантами РФФИ 13-02-00714 и РНФ 15-12-20001.

Литература

1. *Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A.* Solar. Phys., **290**, 53, 2015.
2. *Abramov-Maximov V., Borovik V., Opeikina L., Tlatov A.* Geom. and Aeron., **55**(8), 2015.

ФИЗИКА СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫХ СВЯЗЕЙ: НОВЫЕ ПОДХОДЫ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Авакян С.В.
ВНЦ «Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург

PHYSICS OF THE SOLAR-TERRESTRIAL COUPLING: NEW APPROACHES AND RESULTS

Avakyan S.V.
All-Russian Scientific Center "S.I. Vavilov State Optical Institute", St. Petersburg, Russia

The results are presented which were obtained during resent years according to the research program [1]. The unified physical (radiooptical) mechanism is proposed which is responsible for the control of processes in the low atmosphere and biosphere (including humans) by the solar and geomagnetic activities together with microwave radiation fluxes from the ionosphere. To analogy with the known supramolecular chemistry we have developed a new direction in the physical chemistry of the environment - supramolecular physics which is physics outside the molecules (atomic-molecular core) when the environmental electromagnetic radiation takes part in clusters formation being absorbed by those components of molecular complex which are excited to Rydberg states and thus increasing stability of the molecular complex.

Представлены результаты, полученные в последние годы по программе исследований [1], где впервые предложен единый физический (радиооптический) механизм контроля процессов в нижней атмосфере и биосфере (включая человека) величиной текущего уровня солнечной и геомагнитной активностей. Это происходит благодаря учёту микроволнового излучения, излучаемого всеми газовыми компонентами ионосферы, возмущённой при увеличении гелиогеомагнитной активности. При этом использованы подходы на основе ряда новых для физики ионосферы и аэрономии процессов, введённых автором из физики электронно-атомных столкновений [2]. Среди них возбуждение оптически высоковозбуждённых (ридберговских) состояний электронным ударом, которое приводит в переходах между подуровнями тонкой структуры к дополнительному виду собственных ионосферных эмиссий – микроволновому излучению ионосферы (в мм-, см- и дм-диапазонах). Тем самым был обнаружен новый агент солнечно-земных связей, а, главное, вскрыт физический механизм того спорадически возрастающего в периоды солнечных вспышек и магнитных бурь (полярных сияний) потока микроволн из ионосферы, который регистрировался с конца 1940-х годов наземными радиотелескопами.

Учёт эффекта Оже при воздействии на возмущение ионосферы рентгена солнечных вспышек и высыпающихся корпускул (в основном электронов) в период магнитных бурь из радиационных поясов [2] позволил

создать модели спектров энергичных ионосферных электронов как при вспышках, так и в периоды полярных сияний. Далее рассчитывались высотные профили скоростей возбуждения ридберговских состояний с излучением ионосферных микроволновых эмиссий [3], что позволило делать оценки потока микроволн при всех уровнях гелиогеофизической активности, а также организовать целевой поиск и обнаружить поток микроволн из области искусственного нагрева ионосферы на стенде «Сура» [4].

На основе выполненной работы (часть её проводилась в ГАО РАН) развиты новые подходы в проблемах «Солнце – погода и климат» и «Солнце – биосфера (воздействие на человека)». Следует отметить, что изучение связи земных проявлений с вариациями космической погоды выведено на первый план (как «высший приоритет») в Программе исследований, объявленной COSPAR/ILWS Team [5] на 40-ой Генассамблее КОСПАР, Москва, 2014 г. Предложено уделить повышенное внимание совокупному рассмотрению уязвимости человека и погодно-климатической системы при воздействии космических факторов.

Представляемые нами результаты как раз целиком соответствуют вышеперечисленным приоритетам. Целью работы является демонстрация работоспособности радиооптического (микроволнового) механизма солнечно-погодноклиматических и солнечно-биосферных связей [1]. Для этого радиооптический трёхступенчатый триггерный механизм привлечён, при объяснении природы современного глобального потепления через учет векового хода солнечно-геомагнитной активности, к интерпретации совокупности спутниковых данных последних десятилетий по глобальной облачности и радиационному балансу Земли [6]. Для определения каналов связи в системе «Солнце – магнитосфера – человеческий организм» предлагается [1, 7] радиооптический двухрезонансный механизм с учётом вклада высокочастотных и низкочастотных излучений возмущённой ионосферы.

В первом случае это позволило впервые рассматривать роль солнечно-геомагнитной активности в контроле облачности. Фактически введен в рассмотрение учёт парникового эффекта на водяном паре, необходимость чего всегда осознавалась (поскольку пары воды – основной парниковый газ в тропосфере и его много больше – до 36–70%, чем углекислого газа (9–26%), метана (4–9%) или озона (3–7%) [8]). Контроль облачного покрова определяется воздействием микроволн на скорость образования конденсационно-кластерной дымки, предтечи оптически тонкой облачности. Эта облачность является разогревающей, что по нашему механизму – основная причина современного глобального потепления в эпоху прохождения в конце 20-го – начале 21-го столетий векового максимума как солнечной, так и геомагнитной активностей [6]. В [6] также впервые обнаружен контроль со стороны величины солнечной постоянной (TSI) и числа пятен на Солнце за уровнем распространения глобальной полной и верхней облач-

ности, что позволило предложить способ среднесрочного прогноза аномалий температуры приземного воздуха [9]. Во втором случае впервые предложен механизм двойного резонанса при воздействии энергии потока на несущей микроволновой частоте на элементы тела человека, а амплитудной модуляции этого потока ОНЧ-волнами в ионосферных резонаторах Шумана и Альфвена – на ритмы человеческого организма. В [7] собраны данные экспериментальных и теоретических исследований по известным частотам СВЧ-резонансов в живых системах в области от 3,6 мм до 30 см для клетки, ДНК и РНК-молекул, молекулы гемоглобина, клеточной мембраны и эритроцитов. При спорадическом возрастании потока микроволн из ионосферы в периоды солнечных вспышек и особенно магнитных бурь изменение реологических свойств крови [10] с увеличением её вязкости как раз и приводит к ухудшению самочувствия, особенно у людей с нарушениями сердечнососудистого и мозгового кровообращения.

Наш подход с учётом вклада двух диапазонов частот излучений ионосферы, возмущённой при солнечно-геомагнитной активности: УВЧ-СВЧ-КВЧ в области длин волн от 1 м до 1 мм и ОНЧ (в диапазоне ниже 100 Гц), позволил предложить решение одновременно обеих проблем солнечно-магнитосферных воздействий на человеческий организм: энергетической (благодаря наивысшей энергии квантов микроволн из ионосферы) и информационной (поскольку диапазон ниже 100 Гц содержит частоты практически всех резонансов организма). Так, сердце имеет резонансные частоты около 1–2 Гц, брюшная полость 4–8 Гц, позвоночник 6 Гц, почки 6–8 Гц, мозг от 0,3 до 100 Гц.

Наша гипотеза о влиянии микроволн из ионосферы на образование кластеров в нижней атмосфере и на элементы человеческого организма через радиооптический механизм основана на совокупности экспериментальных и теоретических работ по определяющему вкладу «столкновительной» диссоциативной рекомбинации кластерных ионов в газах и жидкостях (в первую очередь из молекул воды) при участии ридберговски возбуждённых состояний, см., например [11]. По аналогии с известной супрамолекулярной химией [12] предложено новое направление в физической химии окружающей среды [13, 14]: «супрамолекулярная физика – это физика за пределами молекулы (молекулярного остова), в эволюции которой к сложным формам (кластерам, ассоциатам) принимает участие электромагнитное излучение внешнего происхождения, поглощаемое ридберговски возбуждёнными составляющими атомно-молекулярного комплекса с усилением его стабильности».

Литература

1. *Авакян С.В.* Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы и новые подходы // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. Т. 48. № 4. С. 435–442.
2. *Авакян С.В.* Роль процессов высокой пороговой энергии в физике верхних атмосфер планет // Оптический журнал. 2005. Т. 72. № 8. С. 33–40.

3. *Авакян С.В., Серова А.Е., Воронин Н.А.* Роль ридберговских атомов и молекул в верхней атмосфере // Геомагнетизм и аэрономия. 1997. Т. 37. № 3. С. 99–106.
4. *Grach S.M. et al* // Ann. Geoph. 2002. V. 20. N 10. P. 1687–1691.
5. *Schrijvier K.* Advancing space weather science to protect society's technological infrastructure: COSPAR roadmap. http://www.lmsal.com/~schryver/COSPARrm/
6. *Авакян С.В.* Роль активности Солнца в глобальном потеплении // Вестник РАН. 2013. Т. 83. С. 41–52. Проблемы климата как задача оптики // Оптический журнал. 2013. Т. 80. С. 98–105.
7. *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.
8. *Bonnet R.M.* Spaceship Earth // Spatium. 2011. N 26. P. 12.
9. *Авакян С.В., Баранова Л.А.* Способ учёта активности Солнца в среднедолгосрочных прогнозах погодно-климатических характеристик // Патент РФ №2551301. 2015. Бюлл. № 3.
10. *Ионова В.Г. и др.* // Биофизика. 2003. Т. 48. № 2. С. 380–384.
11. *Morgan Wm. L.* Computer experiments on electron-ion recombination in an ambient medium: gases, plasmas, and liquids // in “Recent studies in atomic and molecular processes”. Ed. A.E. Kingston. N.-Y., L. 1987. P. 149–166.
12. *Лен Ж.-М.* Супрамолекулярная химия. Концепции и перспективы. – Новосибирск: Наука. 1998. 333 с.
13. *Авакян С.В.* Супрамолекулярная физика окружающей среды // Труды II Всеросс. Науч. Конф. «Экология и Космос» им. К.Я. Кондратьева. Военно-косм. акад. им. А.Ф. Можайского, СПб. 2015. С. 372–379.
14. *Avakyan S.V.* Supramolecular physics in the problems of solkar influence on the atmosphere and climate // Book of Abstr. “7 WS. Solar influences on the magnetosphere, ionosphere and atmosphere”. Sunny Beach. Bulgaria. 2015. P. 19.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Бадалян О. Г., Обридко В. Н.
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН им. Н.В. Пушкова, Троицк, Москва, Россия

DIFFERENTIAL ROTATION OF THE SOLAR CORONAL MAGNETIC FIELD

Badalyan O.G., Obridko V.N.
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, Russia

We have considered the differential rotation of the solar corona at different distanced from the center of the Sun. For this purpose, we calculated the magnetic field in the corona by the standard method at all latitudes up to ± 75º with a step of 5º at the distances from 1.0 to 2.45 solar radii for the period 1976–2004. For each day, we calculated the radial and tangential components and, then, found the field strength. The subsequent analysis was carried out using the periodogram technique. For each series of the field magnitudes, we calculated periodograms with a one–year window at a step of 3 solar rotations. Thus, we determined the rotation periods of the corona at 7 distances from the center of the Sun in the range of heliolatitudes under consideration. The results of calculations were used to map the distribution of the rotation periods of the corona at different distances from the center. The maps show how the rotation period changes depending on the distance and on the phase of the activity cycle. It is obtained that the rotation rate is the greatest (the smallest period) at the minimum of the cycle at small distances and the smallest at the middle of the ascending branch at large distances. The strongest differentiality of the rotation is observed at the minimum of the cycle, particularly, at small distances. As the distance increases, the differentiality decreases in all phases of the cycle. According to present–day theories, the rotation of the solar corona reflects the rotation of subphotospheric layers. Higher layers of the corona represent the rotation of deeper layers of the Sun. The results obtained in our work show that either the depth of generation of magnetic fields of various scales or the very process and amplitude of their generation change during an activity cycle.

Методика расчетов и основные результаты

Для изучения изменения дифференциального вращения солнечной короны с расстоянием от центра Солнца было рассчитано магнитное поле на 7 выбранных расстояниях от основания короны до поверхности источника. Расчет магнитного поля проводился в потенциальном приближении по стандартной методике (см. [1]). На каждый день в период с 1976 по 2004 гг. вычислялись радиальная и тангенциальная компоненты поля, по которым затем находилась напряженность (модуль) поля как корень квадратный из суммы квадратов двух компонент. Эти ряды данных использовались для последующего анализа.

Для нахождения периодов вращения короны использовался периодограммный анализ. Периодограммы рассчитывались в скользящем окне длиной 1 год, с шагом 3 оборота Солнца (81 день). Такие расчеты были выполнены на каждом выбранном расстоянии для широт от 0° до ± 75° с шагом 5°. Затем в каждом окне выбирался период колебания гармонической функции с максимальной амплитудой и принимался за синодический период вращения короны на данном расстоянии и на данной широте. В результате были получены данные о периодах вращения короны в зависимости от времени, от широты и от расстояния от центра Солнца.

Для получения общего результата применим метод наложенных эпох, используя понятие фазы цикла активности. Фаза здесь определена как

$$\Phi = (\tau - m) / (|M - m|).$$

Здесь τ – текущий момент времени, M и m – моменты ближайших максимума и минимума 11-летнего цикла, соответственно. Таким образом, согласно этому определению, фаза равна 0 в минимуме каждого цикла активности и ±1 максимуме. Фаза положительна на возрастающей ветви и отрицательна на убывающей ветви цикла. Приведение данных для нескольких циклов активности к зависимости от фазы цикла имеет смысл метода наложения эпох. При этом, конечно, предполагается, что развитие активности во всех циклах происходит по однотипному сценарию.

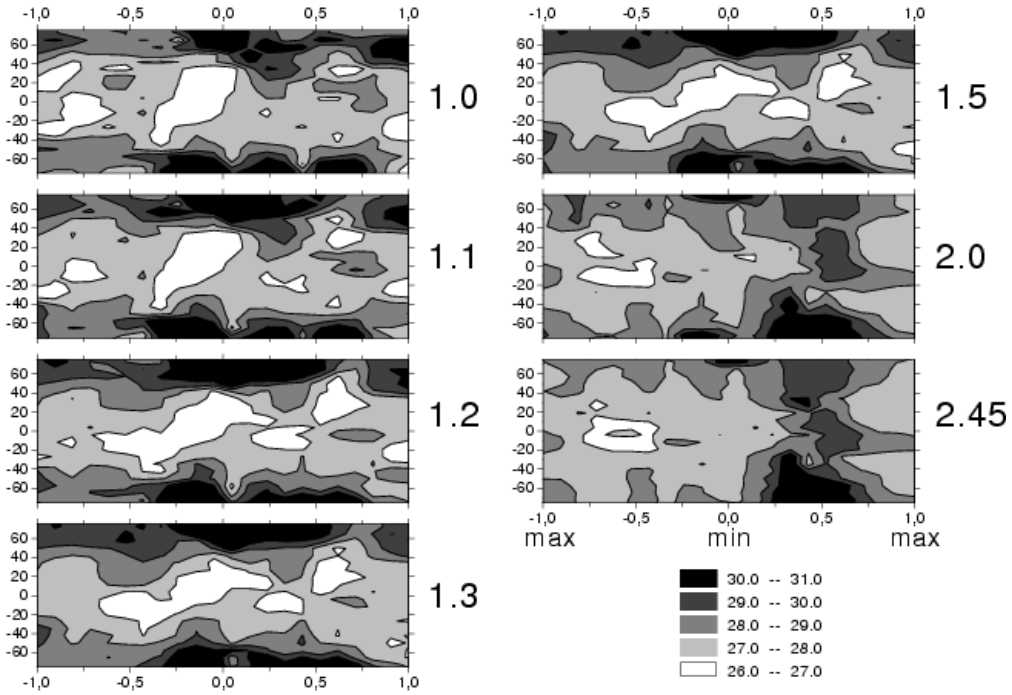


Рис. 1. Карты распределения периодов вращения солнечной короны на карте фаза цикла – широта, рассчитанные для разных расстояний от центра Солнца. Расстояния в радиусах Солнца указаны справа от каждой карты. Внизу справа дана шкала периодов.

На рис. 1 показаны карты распределения синодических периодов вращения магнитного поля короны для различных расстояний от центра

Солнца. Эти карты построены для некоторого среднего цикла активности, что позволяет сделать использование понятия фазы. На рис. 2 приведены средние распределения периодов вращения в зависимости от широты для ряда расстояний. Даны кривые для разных фаз цикла. Сплошные кривые – фаза 0 (минимум), пунктирные – фаза 0.4 (близко к середине ветви роста), точечные – фаза 0.8 (вблизи максимума). Рис. 2 показывает, что средние зависимости от широты представляют собой кривые типа параболы большей или меньшей глубины. Самая глубокая кривая на левом рисунке (расстояние 1.1 радиуса Солнца) относится к минимуму цикла активности, иначе говоря, в минимуме период вращения наиболее сильно изменяется при переходе от экватора к высоким широтам (дифференциальность вращения короны наибольшая). Из рис. 1 и 2 видно, что с высотой в короне уменьшаются период и диапазон периодов вращения. На больших высотах большую часть цикла наблюдаются периоды в диапазоне 27–28 дней. Только в середине фазы роста в течение короткого интервала времени наблюдаются преимущественно большие значения периодов.

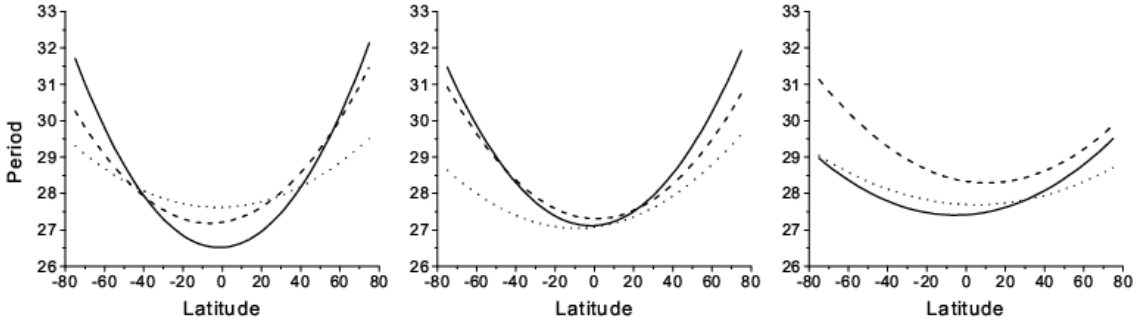


Рис. 2. Зависимости синодических периодов вращения короны для разных фаз цикла на расстояниях 1.1, 1.5 и 2 радиуса от центра Солнца (слева направо).

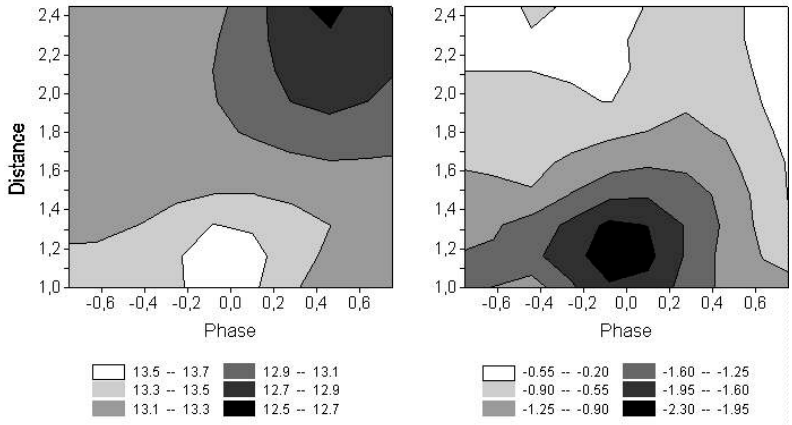


Рис. 3. Распределение коэффициентов *a* (слева) и *b* на карте фаза – расстояние.

Используем формулу Фая для дифференциального вращения

$$\omega = a + b \sin^2 \varphi .$$

Здесь ω – угловая синодическая скорость вращения, измеряемая в градусах в сутки. Коэффициент *a* характеризует собой угловую скорость вращения

Солнца вблизи экватора; b – изменение скорости вращения с широтой. Для b часто употребляется термин дифференциальность или коэффициент дифференциальности и для Солнца он имеет отрицательное значение. Рис. 3 показывает, что самая большая скорость вращения наблюдается на малых расстояниях вблизи минимума, а самая маленькая на больших расстояниях в конце ветви роста.

Вариация характеристик вращения магнитного поля с фазой цикла и с высотой в короне может отражать изменение характеристик слоев генерации поля от времени. Изменение с расстоянием синодических периодов вращения для разных фаз цикла можно проследить на рис. 4.

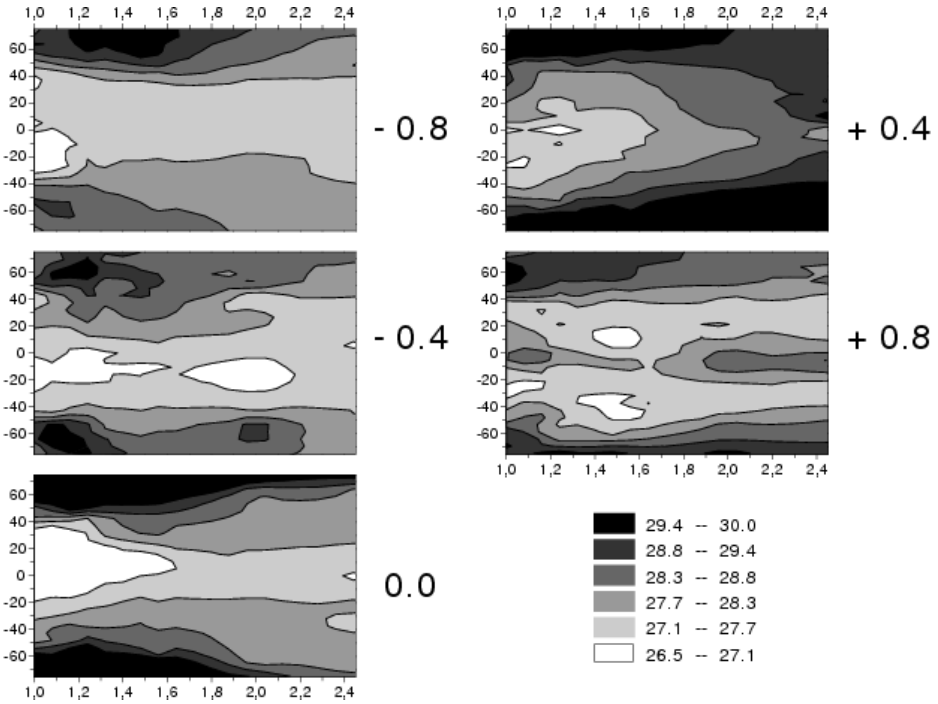


Рис. 4. Зависимость периодов вращения короны от расстояния и от широты. Большими цифрами указана фаза цикла. Слева дана шкала синодических периодов вращения.

Заключение

Согласно современным представлениям, вращение короны отражает вращение подфотосферных слоев (см., например [2]). Более высокие слои короны отражают вращение более глубоких слоев Солнца. Полученные результаты показывают, что в течение цикла или меняется глубина слоев генерации магнитных полей соответствующих масштабов, или изменяется сам процесс и амплитуда их генерации.

Работа поддержана РФФИ, проект 14-02-00308.

Литература

1. *Иванов К.Г., Харшиладзе А.П.* // Геомагн. Аэрон. 1994, т. 34, с. 22.
2. *Kichatinov* // 2013. Proc. IAU Symp. 294, 399.

СВОЙСТВА СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ КАК СУПЕРПОЗИЦИИ ДВУХ РЕАЛИЗАЦИЙ – ЕЕ ЗНАКА И АБСОЛЮТНОЙ ВЕЛИЧИНЫ

Бадалян О.Г., Обридко В.Н.

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

NORTH-SOUTH ASYMMETRY AS A SUPERPOSITION OF TWO REALIZATIONS: THE SIGN AND ABSOLUTE VALUE

Badalyan O.G., Obridko V.N.

Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Troitsk, Moscow, Russia

This work is devoted to further development of our concept of the north-south asymmetry of solar activity proposed earlier in [1]. The asymmetry defined as A = (N-S)/(N+S) (where N and S are, respectively, the indices of activity of the Northern and Southern hemispheres) is treated as a superposition of two functions: the sign of asymmetry and its absolute value. We study the asymmetry of sunspot areas for the period 1874–2013. As shown in [1], the sign of the asymmetry provides the main information on its time behavior. Like the asymmetry on the whole, its sign displays quasi-periodic 12-year variation with clearly pronounced quasi-biennial oscillations. To establish the nature of this phenomenon, we have considered the statistics of so-called monochrome intervals (long intervals of positive or negative asymmetry), which is obeys the random distribution law. In the second function – the asymmetry absolute value – one can reliably isolate the 11-year cycle shifted by half a period with respect to the Wolf number cycle. It is shown that this parameter has a significant prognostic value: the higher the maximum magnitude of the asymmetry, the lower the following Wolf number maximum. The proposed concept of N-S asymmetry has a fundamental nature and is related to the general methodology of cognizing the world.

Введение

Ранее в [1] мы предложили нестандартный подход к интерпретации северо-южной асимметрии солнечной активности. N-S асимметрия, определяемая как $A = (N-S)/(N+S)$, где N и S – значения индексов активности для северного и южного полушарий, рассматривалась в [1] как суперпозиция знака асимметрии и ее абсолютной величины. Показано, что знак содержит основные свойства асимметрии. В то же время, абсолютное значение асимметрии (ее модуль) имеет строгий 11-летний период, сдвинутый на полцикла относительно чисел Вольфа.

В данной работе продолжено рассмотрение асимметрии суммарных площадей пятен для 1874–2013 гг.

Статистика интервалов "переключения" знака асимметрии

Общий временной ход знака асимметрии является последовательностью интервалов, в течение которых асимметрия имеет положительный или отрицательный знак. Длины этих интервалов изменяются со временем. В конце каждого интервала асимметрия как бы переключается с одного знака на другой. Важно понять, существует ли какая-то закономерность в распределении этих интервалов.

Интервалы времени, когда асимметрия имеет один и тот же знак, можно назвать “монохромными” интервалами. Их распределение показано нижней панели рис. 1. Верхняя панель рис. 1 показывает, что сглаженная кривая монохромных интервалов очень близка к сглаженной кривой асимметрии.

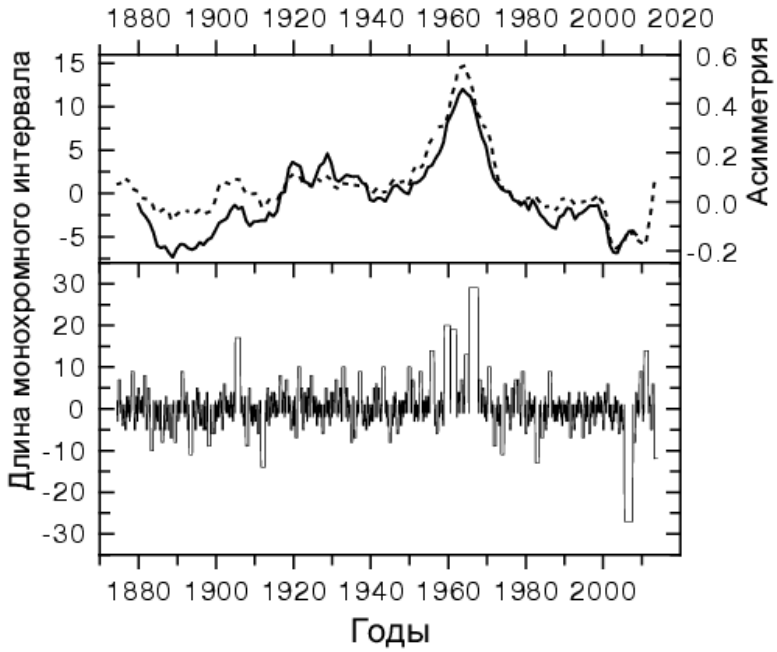


Рис. 1. *Вверху* – асимметрия (сплошная кривая, усреднения с окном 132 месяца) и усредненные таким же образом значения длин монохромных интервалов (пунктирная кривая). *Внизу* – временной ход длин монохромных интервалов.

Рассмотрим частоту распределения монохромных интервалов. Гистограммы распределения всех интервалов $\varphi(L)$, положительных $\varphi(L_p)$ и отрицательных $\varphi(L_m)$ изображены на рис. 2. Каждая из гистограмм нормирована на полное число всех интервалов. Видно, что функции $\varphi(L_p)$ и $\varphi(L_m)$ практически совпадают друг с другом, а $\varphi(L)$ примерно в два раза выше. Полученные гистограммы аппроксимируются экспоненциальной зависимостью. Параметры этой зависимости показывают, что на интервале длительностей интервалов от 1 до 12 месяцев гистограмма соответствует уравнению Пуассона $n \sim exp(-t/\beta)$ при $\beta = 1.724$. Это означает, что распределение монохромных интервалов подчиняется законам случайной статистики вплоть до интервалов длительностью порядка года.

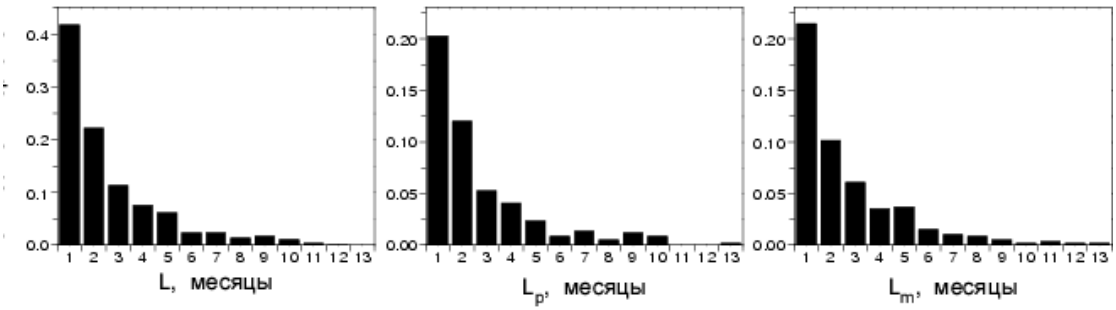


Рис. 2. Слева направо – гистограммы частоты встречаемости монохромных интервалов независимо знака, положительных и отрицательных.

Прогностические возможности модуля асимметрии

Рассмотрение модуля асимметрии позволяет выявить некоторые новые свойства. Выяснилось, что максимумы абсолютной асимметрии находятся в минимумах цикла активности. Покажем, что этот эффект не связан только с появлением в минимуме цикла неопределенности типа 0 : 0.

Используем понятие фазы цикла $\Phi = (\tau - m) / abs\ (M - m)$, где τ – текущий момент времени, m и M – моменты минимума и максимума. В минимуме фаза равна 0, в максимуме ±1. Сведем все циклы к одному среднему циклу путем нормирования и усреднения по фазе и вычислим значения $N+S$ и $abs\ (N–S)$, рис. 3 слева. Справа на рис. 3 дано отношение этих величин, т.е. средний цикл для абсолютной асимметрии. Видно, что значения $abs\ (N–S)$ в минимуме значительно выше, чем в максимуме. Поэтому вычисленная по этим значениям асимметрия имеет максимальное значение в минимуме.

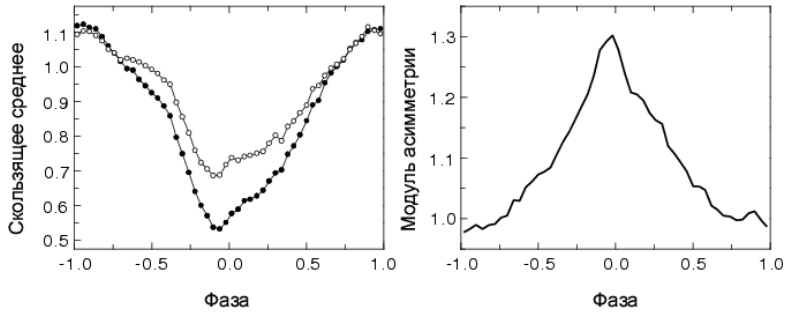


Рис. 3. *Слева* – средние значения abs (N–S) (верхняя кривая) и N+S (нижняя кривая) в зависимости от фазы цикла. *Справа* – отношение этих кривых (асимметрия).

Сдвинем временной ряд абсолютной асимметрии, вычисленной по площадям пятен, вперед на полцикла, т.е. на 5.5 лет, и наложим на ряд чисел Вольфа (рис. 4). Оба ряда сглажены с окном 4 года. Видны различия высот минимумов и максимумов – чем выше значение асимметрии в минимуме, тем ниже высота максимума последующего цикла. Этот вывод можно использовать для прогноза.

На рис. 5 показан коэффициент корреляции между величиной модуля асимметрии в минимуме цикла и высотой последующего максимума и со-

ставляет 0.777 (левая панель). В центре на рис. 5 показана связь модуля асимметрии в минимуме цикла со значением числа Вольфа в минимуме того же цикла, коэффициент корреляции составляет 0.658. Это означает,

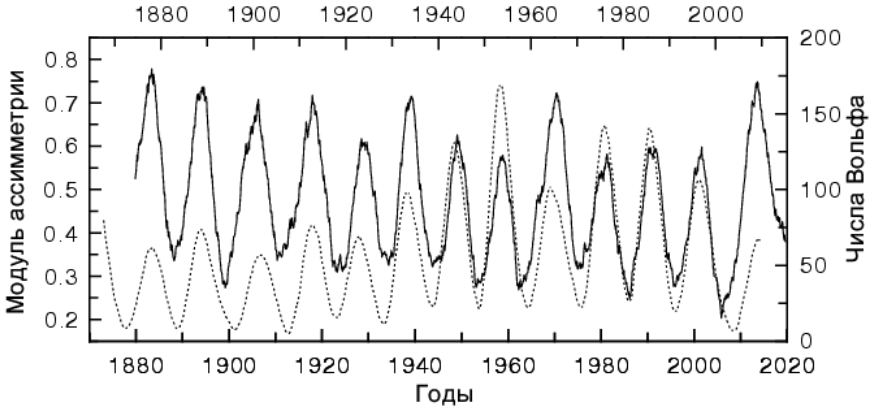


Рис. 4. Модуль асимметрии площадей пятен со сдвигом на полцикла вперед (сплошная кривая) и числа Вольфа (пунктирная). Шкала внизу соответствует числам Вольфа, шкала вверху сдвинута на полцикла и соответствует модулю асимметрии.

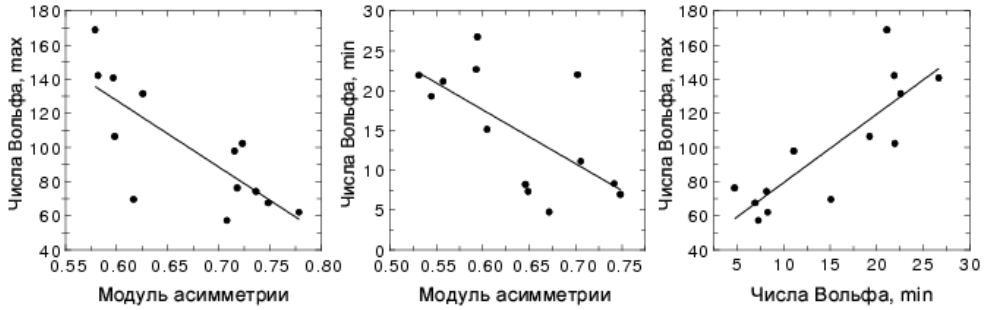


Рис. 5. Корреляционные зависимости между асимметрией и числами Вольфа.

что увеличение модуля асимметрии вблизи минимума (т.е. усиление дисбаланса между полушариями) приводит к ослаблению всего процесса пятнообразования. Тот же эффект лежит в основе прогноза высоты цикла по высоте минимума чисел Вольфа. По совокупности циклов 12–24 мы получили коэффициент корреляции 0.837 (правая панель рис. 5).

Заключение

Представление N-S асимметрии как суперпозиции двух функций (знака и абсолютной величины) имеет фундаментальный характер и характеризует дуализм картины мира. Существо многих процессов в природе можно описать в двоичном коде “да-нет”, хотя для полного описания требуется дополнительная детализация.

Работа поддержана РФФИ, проект 14-02-00308.

Литература

1. *Бадалян О.Г., Обридко В.Н.* // Труды ежегодн. конф. по физике Солнца, СПб, ГАО РАН, 2009, с. 37.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ГЛОБАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА

Биленко И.А.
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Астрономический институт им. П.К. Штернберга, Москва, Россия

CYCLE VARIATIONS OF THE SOLAR GLOBAL MAGNETIC FIELD

Bilenko I.A.
Moscow M.V. Lomonosov University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Paper presents and discusses evolution and spatial-temporal distribution of the solar global magnetic field (GMF) and the comparison to that of active regions and radio flux at 2800 MHz during 1976–2013, cycles 21–24. The solar GMF cycle evolution reveals some magnetic structures with spatial and temporal distribution depending on a cycle phase. The results show that in different cycles and at different cycle phases the GMF on the one hand, and active regions, reflecting local magnetic field evolution and radio flux on the other hand have some common features, but at the same time they behave independently. Their interrelations are different at the rising, maximum, and declining phases. This may indicate the difference in their generation sources.

Введение

Глобальное магнитное поле (ГМП) Солнца проявляется в динамике и распределении фоновых магнитных полей, в смене знака общего магнитного поля Солнца. ГМП оказывает влияние на частоту и параметры корональных дыр и эруптивных процессов [1–5]. Его влияние проявляется также и в солнечно-земных связях [12]. Распределение магнитных полей положительной и отрицательной полярности ГМП определяет структуру межпланетного магнитного поля [6]. Однако природа ГМП и его эволюция остаются до настоящего времени до конца не выясненными. Начиная с работ Лейгтона [7, 8] ГМП считается следствием динамики активных областей (AR). Предполагается, что турбулентная диффузия, дифференциальное вращение и меридиональная циркуляция приводят к формированию наблюдаемой картины ГМП. Однако, Макаров и др. [9] показали, что ГМП не является следствием динамики локальных магнитных полей AR, а формируется независимо, и даже играет лидирующую роль по отношению к циклам AR: крупномасштабное магнитное поле предшествует циклу AR на ~5,5 лет.

Целью данной работы является рассмотрение наблюдаемых эволюционных изменений ГМП и взаимосвязи ГМП с числом AR, отражающим динамику локальных магнитных полей, и с изменением интенсивности радиоизлучения на частоте 2800 МГц (F10.7), характеризующим активность в переходной области и нижней короне.

Сопоставление ГМП, AR и F10.7

На рис. 1 показаны долготные диаграммы наблюдаемого магнитного поля Солнца как звезды (a) и рассчитанного на поверхности источника (2,5 Rs) (b) усредненные по широте для каждого кэррингтоновского оборота (КО) за 1976–2013 годы. Из рис. 1 видно, что распределения магнитных полей имеют общий характер и эволюционное поведение в 21–24 циклах.

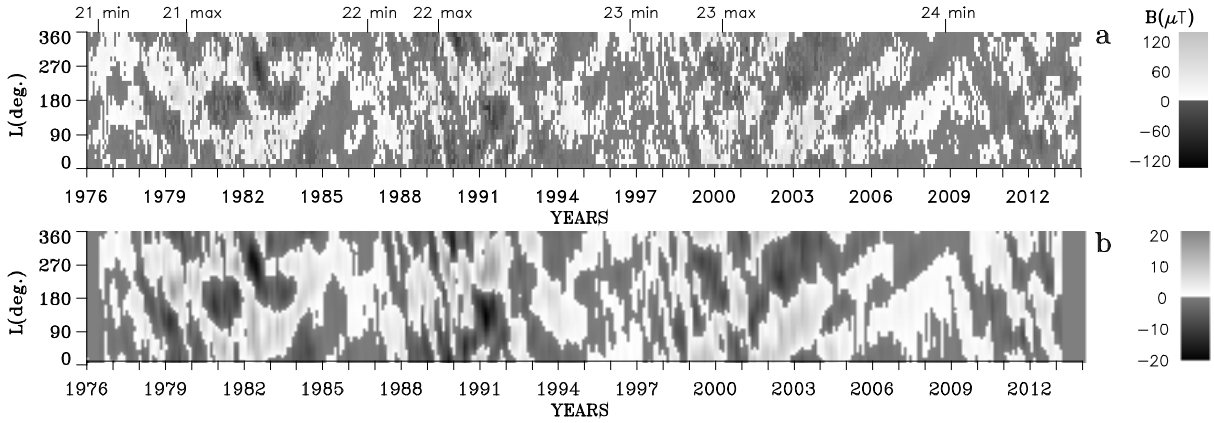


Рис. 1.

Четко выделяются жестко вращающиеся структуры, с периодом ~27 дней, положительных (светлые) и отрицательных (темные) магнитных полей в максимуме и на фазах спада. На фазах роста и спада крупномасштабные структуры ГМП имеют различное вращение: замедленное на фазах роста и ускоренное на фазах спада. Продолжительность этих периодов различна в разных циклах и колеблется от 1 до 5 лет.

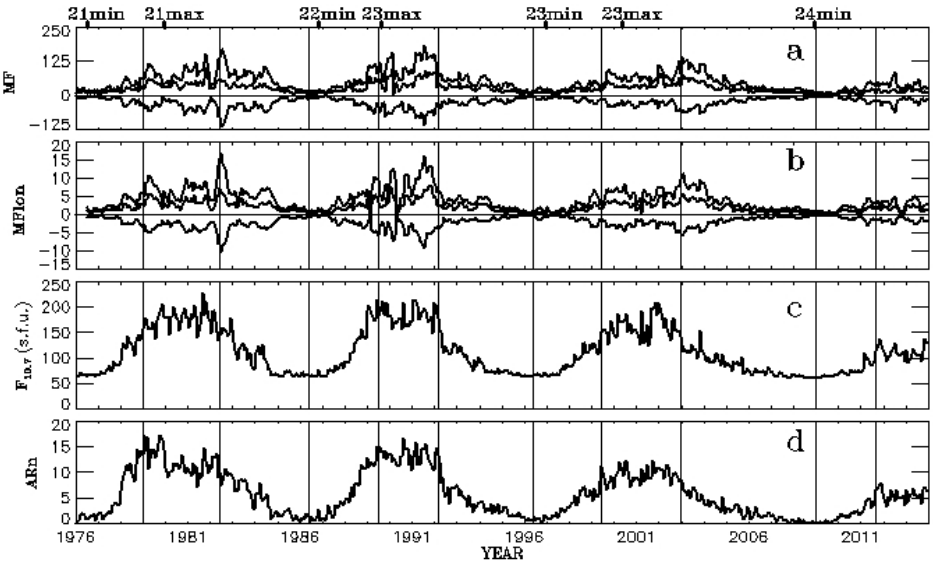


Рис. 2.

На рис. 2 показаны усредненные за КО изменения наблюдаемого (a) магнитного поля Солнца как звезды и рассчитанного (b) из рис. 1(b) положительной и отрицательной полярности и суммы их модулей; изменение

F10.7 (c), и числа AR (d). Из рис. 1 и 2 следует, что от минимума активности AR к максимуму ГМП изменяется не плавно, а в виде отдельных импульсов. Импульсы активности ГМП, AR и F10.7 не совпадают. В 21 цикле первый максимум наступает позже у F10.7, а второй максимум сначала в AR и F10.7 и только потом у ГМП. В 22 цикле оба максимума в F10.7, AR и ГМП практически совпадают. В 23 цикле 1-й максимум в F10.7 и AR отстает от первого максимума ГМП, а 2-й максимум ГМП наступает значительно позже, чем у AR и F10.7. Различаются и соотношения амплитуд максимумов в разных циклах. Так в 21 цикле первый максимум выше второго у AR, а в ГМП он значительно ниже и слабо выражен в F10.7. В 22 цикле их соотношения сопоставимы. В 23 цикле первый пик ниже у ГМП и F10.7, а у AR они практически одинаковы. Магнитное поле выше в 21 и 22 циклах и снижается в 23 и 24 циклах. Также снижается и среднее число регистрируемых AR, в то время как F10.7 практически не изменяется в 21–23 циклах и резко уменьшается в 24 цикле. В работах Певцова и др. [10, 11] было показано, что не наблюдается долговременного тренда уменьшения магнитных полей пятен на протяжении последних трех с половиной циклов, хотя есть постепенное уменьшение пиковых значений полей пятен в последних трех минимумах солнечной активности. Это может свидетельствовать о том, что уменьшение ГМП в максимумах циклов не связано с изменением локальных магнитных полей.

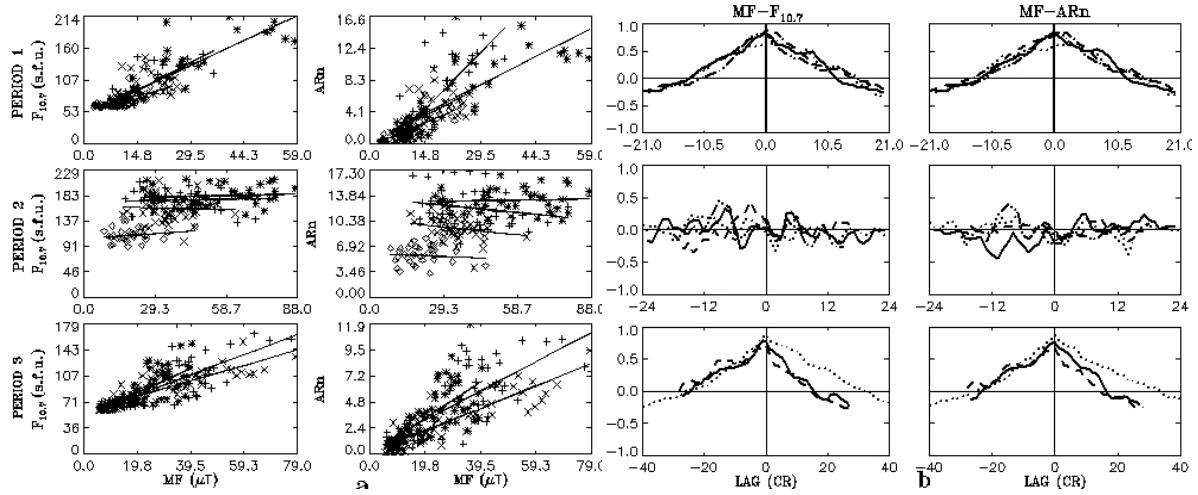


Рис. 3.

Для рассмотрения соотношений ГМП и AR, F10.7 на разных стадиях солнечной активности было выделено по три периода в каждом цикле. 1-й период соответствует фазе роста AR, 2-й период включает в себя первый и второй максимумы пятенной активности, и 3-й – периоды спада. Вертикальные линии на рис. 2 обозначают границы этих периодов. На рис. 3(a) показаны зависимости F10.7 и AR от величины ГМП для каждого цикла, отдельно для каждого периода, а на рис. 3(b) – кросскорреляции ГМП и AR, F10.7. Крестики (сплошная линия) обозначают 21-й цикл, звездочки

(штриховая линия) – 22-й, x (пунктирная линия) – 23-й и ромбики (штрихпунктирная линия) – 24-й циклы. Видно, что наиболее низкая корреляция между ГМП и AR, F10.7 наблюдается во 2-м периоде для всех циклов. В 21 цикле в первом периоде ГМП предшествует AR и F10.7, в 22 цикле они практически совпадают, а в 23 цикле один пик соответствует предшествованию ГМП, а второй – AR. Во втором периоде не наблюдается никакой взаимозависимости между рассматриваемыми величинами. В третьем периоде в 21 и 22 циклах AR и F10.7 несколько предшествуют ГМП, а в 23 цикле доминирует ГМП. В ряде зависимостей четко выделяются два и более пика кросскорреляции, что свидетельствует о сложном характере взаимосвязей между ГМП и AR, F107.

Выводы

ГМП Солнца изменяется не хаотически, а выявляет определенные циклические закономерности пространственно-временного распределения. Структура и напряженность ГМП изменяются как от цикла к циклу, так и внутри каждого отдельного цикла. Изменения носят импульсный характер.

Взаимозависимости между ГМП и AR и F10.7 различны в разных циклах, и также они различаются на фазах роста, максимума и спада отдельных циклов солнечной активности. Это может свидетельствовать о различных источниках формирования магнитных полей AR и ГМП.

В работе использованы: гринвичский каталог АО, данные радиоизлучения национального исследовательского центра Канады и данные магнитных полей солнечной обсерватории Wilcox США.

Литература

1. *Bilenko I.A.,* 2002, A&A, 396, 657.
2. *Bilenko I.A.,* 2012, Geomagnetism & Aeronomy, 52, 1005.
3. *Bilenko I.A.,* 2014, Solar Phys., 289, 4209.
4. *Bumba V., Obridko V.N.*, 1969, Solar Phys., 6, 104.
5. *Fainshtein V.G., Ivanov E.V.,* 2010, Sun Geosphere, 5, 28.
6. *Hoeksema J.T.,* 1991, Adv. Space Res., 11, 15.
7. *Leighton R.B.,* 1964, ApJ., 140, 1547.
8. *Leighton R.B.,* 1969, ApJ., 156, 1.
9. *Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K., Obridko V.N., Shelting B.D.,* 2001, Solar Phys., 198, 409.
10. *Pevtsov A.A., Nagovitsyn Y.A., Tlatov A.G., Rybak A.,* 2011, Astrophys. J. Lett., 742, L36.
11. *Pevtsov A.A., Bertello L., Tlatov A.G., Kilcik A., Nagovitsyn Y.A., Cliver E.W.,* 2014, Solar Phys., 289, 593.
12. *Ponyavin D.I.,* 2004, Solar Phys., 224, 465.

ВЗАИМОСВЯЗЬ ИНДЕКСОВ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА И ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА НА РАЗНЫХ ФАЗАХ ЦИКЛА АКТИВНОСТИ. ЭФФЕКТ ГИСТЕРЕЗИСА

Бруевич Е.А.[1], Казачевская Т.В.[2], Катюшина В.В.[2], Нусинов А.А.[2], Якунина Г.В.[1]

[1]*Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва*
[2]*Институт прикладной геофизики им. Е.К. Федорова, Москва*

THE RELATIONSHIP OF INDICES OF ACTIVITY OF THE SUN AND SOLAR-TYPE STARS AT DIFFERENT PHASES OF THE CYCLE OF ACTIVITY. THE EFFECT OF HYSTERESIS

Bruevich E.A.[1], Kazachevskaya T.V.[2], Katyushina V.V.[2], Nusinov A.A.[2], Yakunina G.V.[1]

[1]*Sternberg Astronomical Institute, MSU, Moscow*
[2]*Fedorov Institute of Applied Geophysics (IGA), Moscow*

The effects of hysteresis, which manifests itself in an ambiguous relationship of indexes of solar activity on the phases of rise and decline in the cycle, are analyzed for the indices of solar activity which characterize the outcoming radiation of the solar photosphere, chromosphere and corona and also for the ionospheric indices. In the cycles 21–23 which are significantly different in amplitude, the effect of hysteresis manifests itself in varying degrees. In solar-type stars, with pronounced cyclical activity that is similar to the 11-year solar activity the existence of hysteresis effect was also detected in analyzing the relationship between the fluxes in the chromospheric lines of H and K Ca II versus the fluxes of photospheric radiation.

Эффект гистерезиса (от греческого – «отстающий») – свойство систем (физических, биологических и др.), мгновенный отклик которых на приложенные к ним воздействия зависит от их текущего состояния, а поведение системы на интервале времени во многом определяется её предысторией. Мы рассматриваем эффект гистерезиса, проявляющийся в неоднозначной взаимосвязи излучения солнечной фотосферы, хромосферы и короны на фазах роста и спада цикла солнечной активности. Анализируются и сопоставляются потоки излучения в спектральной линии водорода Лайман-альфа (Lyman alpha), радиоизлучение на волне 10.7 см – $F_{10.7}$ и некоторые другие индексы: число солнечных пятен SSN, вспышечный индекс, поток излучения в зеленой корональной линии 530,3 нм, TSI, Mg II c/w. Известно, что F2-область ионосферы формируется под действием ионизирующего солнечного EUV излучения на термосферу Земли, состояние которой, сложным образом зависит от уровня солнечной и геомагнитной активности. F2-область ионосферы, как и другие ионосферные индексы, реагирует на интегральное воздействие солнечной активности на верхнюю атмосферу Земли. Одним из проявлений нелинейной связи между foF2-

критической частоты слоя F2 и индексами солнечной активности служит эффект гистерезиса вариаций foF2 в 11-летнем цикле. У звезд солнечного типа, обладающих выраженной циклической активностью, подобной солнечной, мы также видим эффект гистерезиса при анализе взаимосвязи потоков в хромосферных линиях H и K CaII и потоков излучения фотосфер.

В [1–3] показано, что пары индексов активности (SSN – $F_{10.7}$) демонстрируют эффект гистерезиса: наблюдается различие в их относительных вариациях в зависимости от фазы солнечного цикла. В [4] анализируется связь между потоком в линии Лайман-альфа и $F_{10.7}$, данные соответствуют 27-дневным скользящим средним для фазы спада и подъема циклов 21–22. Оказалось, что на фазе спада поток в Лайман-альфа опережает поток радиоизлучений, а на фазе подъема поток радиоизлучения опережает поток в Лайман-альфа. Виден значительный разброс точек на графиках для пар индексов SSN – $F_{10.7}$ и др., так как используются данные ежедневных наблюдений. Аппроксимация 365-дневными скользящими средними (сплошные линии) выявляет значительный эффект гистерезиса (20% от средней величины индекса), см. рис. 1 в [4].

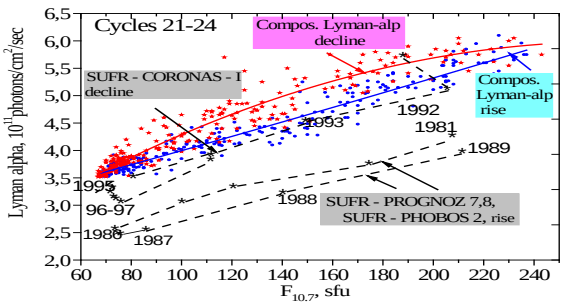


Рис. 1. Поток в линии Lyman alpha в зависимости от $F_{10.7}$ в 21–24 циклах активности.

Нами используются данные наблюдений Lyman alpha composite (http://lasp.colorado.edu/lisird/tss/composite_lyman_alpha.html) и наблюдения с прибором SUFR – (Солнечный УФ Радиометр, [5]). Lyman alpha composite представлены нами в виде среднемесячных значений, на фазах подъема и фазах спада 21–24 циклов построены полиномиальные зависимости (сплошные линии). Усредненные за год данные наблюдений SUFR (пунктирные линии) против $F_{10.7}$, демонстрируют разные соотношения в эффекте гистерезиса для 21 и 22 циклов активности, см. рис. 1.

Теоретическое обоснование эффекта гистерезиса представлено в [6]. Предполагается, что для вычисления потока излучения в линии хорошо подходит двухкомпонентная модель, которую можно представить формулой: $I_\lambda = B_0 + B_1(F_B - 60)^{2/3} + B_2(F_{10.7} - F_B)^{2/3}$, где I_λ – поток излучения в линии, F_B – фоновый (Background) поток радиоизлучения, изменяющийся в цикле активности от 60 до 120 sfu. Согласно эмпирическому регрессионному соотношению $F_{10.7} = a + bF_B$, где a, b а также $B1$ и $B2$ (характеризующие величины вклада от двух компонент модели на различных фазах цикла актив-

ности) изменяются на разных фазах циклах активности, а также от цикла к циклу. Это определяет неравномерное относительное уменьшение и увеличение потоков для исследуемых пар индексов активности на разных фазах солнечного цикла.

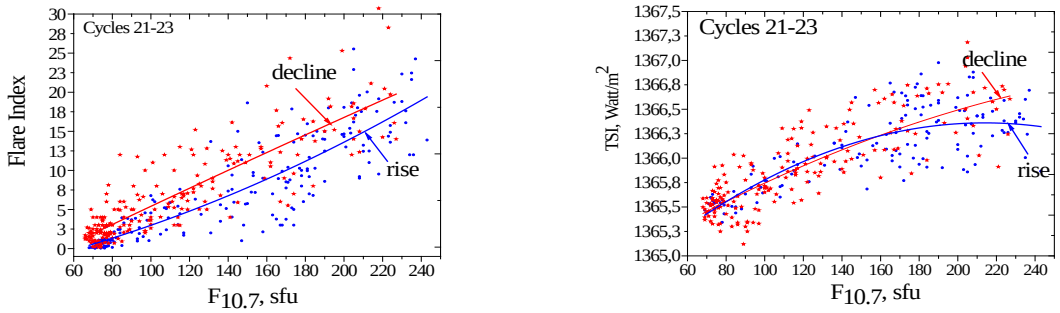


Рис. 2. Flare Index в зависимости от $F_{10.7}$ (*слева*) и TSI в зависимости от $F_{10.7}$ (*справа*).

На рис. 2. для Flare Index и TSI анализируется эффект гистерезиса для среднемесячных величин. Для фаз подъема и спада циклов показаны полиномиальные зависимости (сплошные линии). Для TSI эффект гистерезиса практически не выражен (малы амплитуды вариаций в цикле), для Flare Index, а также для SSN, F_{530} и др. эффект гистерезиса для среднемесячных величин составляет примерно 10–20%.

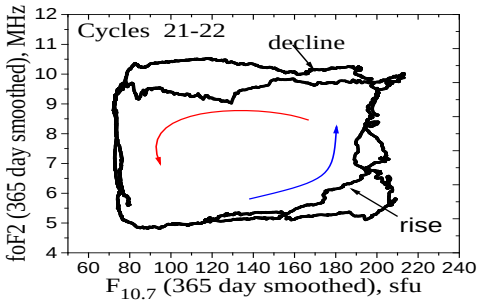


Рис. 3. Эффект гистерезиса для 365-дневных скользящих средних значений пары индексов foF2 – $F_{10.7}$.

Известно, что F2-область ионосферы формируется под действием ионизирующего солнечного *EUV* излучения на термосферу Земли. Эффект гистерезиса более ярко проявляется для 365-дневных скользящих средних и для среднегодовых значений пар индексов, чем для среднемесячных величин: до 2-х раз изменяется величина foF2 для одних и тех же значений F10.7 на фазах роста и спада цикла [7], см. рис. 3.

Ионосфера Земли является аккумулятором солнечной энергии, причем временной отклик ионосферных индексов на изменение солнечной активности различается для медленной компоненты вариаций солнечного потока (характеризуется фоновым потоком радиоизлучения F_B) и быстрой компоненты, связанной с эволюцией активных областей. Эта различная задержка по времени отклика ионосферы на вариации солнечной активности для медленной и быстрой компоненты вызывает эффект гистерезиса.

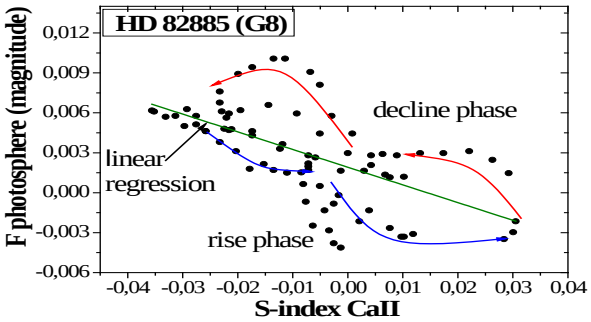


Рис. 4. Эффект гистерезиса для звезды солнечного типа HD82885 (G8) с периодом основного цикла 8 лет, из программы HK-project Mount Wilson [8].

На рис. 4. для звезды HD82885 с периодом цикла, равным 8 годам, мы наблюдаем эффект гистерезиса на фазах подъема и спада циклов между потоками в хромосферных линиях H и K CaII и потоками излучения фотосферы. Для этой звезды наблюдается обратная зависимость между изменением уровня активности хромосферы звезды (S-index CaII) и потоком излучения фотосферы. Для Солнца, к примеру, эта зависимость прямая: с увеличением уровня активности хромосферы звезды поток ее излучения от фотосферы увеличивается.

Выводы

Эффект гистерезиса более ярко проявляется для среднегодовых значений пар индексов и для их 365-дневных скользящих средних величин. Менее выражен эффект гистерезиса для среднемесячных значений.

Эффект гистерезиса характерен не только для пар индексов солнечных циклов, но и для звезд HK-проекта, у которых обнаружены устойчивые циклы активности, аналогичные солнечным, между потоками излучения их фотосфер и хромосфер в линиях H и K CaII.

Эффект гистерезиса наблюдается также для ионосферных индексов активности, в частности, для индекса критической частоты слоя F2 – foF2.

Эффект гистерезиса является общим свойством астрономических систем, характеризующихся различными проявлениями циклической активности, связанной с эволюцией во времени магнитных полей.

Литература

1. *Harvey J.W.*, 1992, in *R.F. Donnelly (ed.*) Workshop on the Solar Electromagnetic Radiation Study for Solar Cycle 22, p. 113.
2. *Rottman G.J.*, 1988, Adv. Space Res., **8**(7), 53.
3. *Donnelly R.F.*, 1991, J. Geomag. Geoelectr. Suppl. **43**, 835.
4. *Bachmann K.T., White O.R.*, 1994, Solar Physics, **150**, 347.
5. *Kazachevskaya T.V., Katyushina V.V.*, 2000, Phys. Chem. Earth (C), **25**, p. 425.
6. *Нусинов А.А.*, 1996, Radiophysics and Quantum Electronics, **39**(10), 830.
7. *Михайлов А.В., Михайлов В.В.*, 1993, Геомагнетизм и аэрономия. **33**. С. 89.
8. *Lockwood G.W., Skif B.A., Radick R.R. et al.*, 2007, Astrophys. J. Suppl. **171**, 260.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МАГНИТНЫХ ЦИКЛОВ СОЛНЦА И ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА С РАЗЛИЧНЫМ УРОВНЕМ КОРОНАЛЬНОЙ И ХРОМОСФЕРНОЙ АКТИВНОСТИ

Бруевич Е.А., Шимановская Е.В., Якунина Г.В.
Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва

COMPARATIVE ANALYSIS OF MAGNETIC CYCLES OF THE SUN AND SOLAR-TYPE STARS WITH DIFFERENT LEVELS OF CORONAL AND CHROMOSPHERIC ACTIVITY

Bruevich E.A., Shimanovskaya E.V., Yakunina G.V.
Sternberg Astronomical Institute, MSU, Moscow

We've analyzed the atmospheric activity of the Sun and solar-type stars using observations from HK-project at the Mount Wilson Observatory, the California and Carnegie Planet Search Program and the Magellan Planet Search Program. We show that the cyclic activity of F, G and K stars, similar to the 11 yr solar cycles, is different: it becomes more prominent in K-stars. A comparative study of solar-type stars with different levels of the chromospheric and coronal activity confirms that the Sun belongs to stars with the low level of the chromospheric activity and stands apart among these stars by the minimum level of the coronal radiation and minimum flux variations of the photospheric radiation.

Эволюция активных областей Солнца и звезд солнечного типа обуславливает вариации как полного потока, так и потока в отдельных линиях и является циклическим процессом, [1–6]. В программе HK-project обсерватории Mount Wilson получено, что длительности циклов хромосферной активности, определенные для 50 звезд спектральных классов F, G и K, меняются в диапазоне от 7 до 20 лет. В настоящее время существует несколько баз данных, охватывающих тысячи звезд с измеренными потоками в хромосферных линиях CaII, см. [7–10], но только для нескольких десятков звезд известны периоды циклов магнитной активности [1–3, 6]. Нами используются наблюдения из следующих баз данных: (1) HK-project – программа Mount Wilson, где впервые введен S-индекс, ставший впоследствии стандартной характеристикой хромосферной активности; (2) California and Carnegie Planet Search Program включает в себя наблюдения около 1000 звезд в хромосферных линиях H и K CaII, S-индексы этих звезд определяются в системе Mount Wilson, [7]; (3) Magellan Planet Search Program с измерениями активности 670 звезд F, G и K, наблюдаемых в южном полушарии, их S-индексы приведены к системе Mount Wilson, см. [9].

На рис. 1 представлены Солнце и звезды на Г-Р диаграмме.

На рис. 2 показано распределение по спектральным классам звезд с различным уровнем хромосферной активности. Для F-звезд S-индекс изменяется от 0.13 до 0.3, для G-звезд – от 0.13 до 0.5, а для K-звезд – от 0.13

до 0.7. У звезд спектральных классов K и M средние уровни хромосферной активности выше, чем у G-звезд, см. [9].

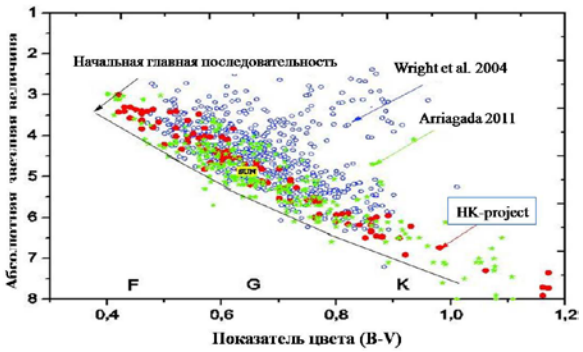


Рис. 1. Солнце среди звезд солнечного типа, данные из разных наблюдательных программ на диаграмме Герцшпрунга-Рассела.

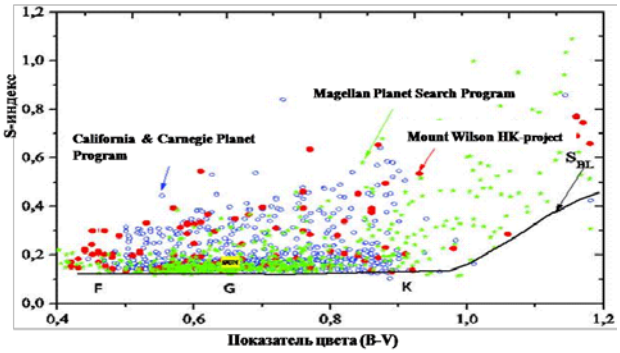


Рис. 2. Хромосферная активность звезд спектральных классов F, G, K и M по данным трех программ наблюдений.

Для 2600 звезд из программы California Planet Search Program была определена огибающая уровня хромосферной активности S_{BL} – S-индекс (Basic Level) как функция показателя цвета (B-V), [9]. Для звезд, имеющих показатель цвета 0.4<B-V<1.0, базовый уровень S_{BL} практически постоянен (примерно 0.13), а для звезд с 1.0< B-V<1.6 базовый уровень S_{BL} начинает плавно расти от 0.13 до 0.45. У звезд поздних спектральных классов рентгеновское излучение генерируется высокотемпературной плазмой звездных корон [11, 12].

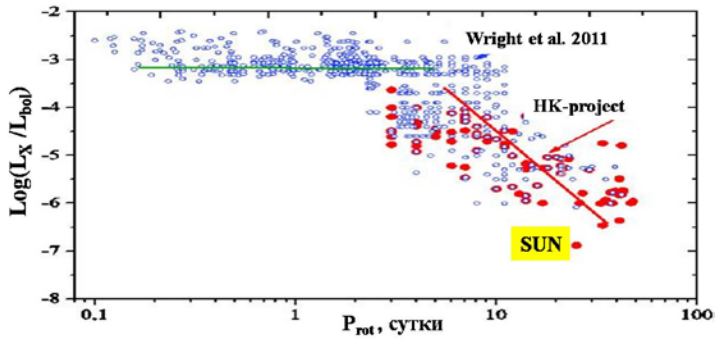


Рис. 3. Отношение рентгеновской светимости к болометрической в зависимости от периода вращения.

На рис. 3 показана зависимость отношения L_X /L_{bol} от периода вращения P_{rot} для 824 звезд из [13] и 80 звезд из HK-проекта по данным каталога ROSAT All-Sky Survey (0.1–2.4 кэВ), которые приведены в [14]. Рентгеновские светимости звезд из каталога [13] определены для того же диапазона 0.1–2.4 кэВ, что и рентгеновские светимости звезд из ROSAT.

Видно также, что существует два основных режима корональной активности: линейный, в котором активность растет с уменьшением периода вращения, и режим насыщения, в котором отношение рентгеновской све-

тимости к болометрической остается постоянным: $L_X / L_{bol} = -3.13$. Как отмечалось ранее [1], средняя хромосферная активность звезд, или точнее S-индекс меняется (растет) с ростом показателя цвета (B-V), линейная регрессия описывается следующей формулой:

$$S = -0.10 + 0.530 \cdot (B - V). \quad (1)$$

Обозначим правую часть соотношения (1) как F(B-V). Пусть звезды с S > F(B-V) будут с высоким уровнем активности, а звезды с S < F(B-V) – с низким уровнем активности. Для 80 звезд, корональное излучение которых нам известно из данных ROSAT, мы также провели регрессионный анализ и получили следующее соотношение между рентгеновской светимостью, нормированной на болометрическую светимость, и показателем цвета (B-V):

$$L_x = 29.83 - 1.99 \cdot (B - V) \quad (2)$$

Обозначим правую часть соотношения (2) как P(B-V). По аналогии с анализом хромосферной активности звезд будем считать звезды с $\log L_X$ > P(B-V) звездами с высоким уровнем корональной активности, а звезды с $\log L_X$ < P(B -V) − звездами с низким уровнем корональной активности, см. рис. 4b. В случае хромосферной активности имеет место прямая корреляция: с ростом показателя цвета (B-V) среднее значение индекса хромосферной активности (S) звезд растет. Но в случае рентгеновского излучения звезд имеет место обратная корреляция: с ростом показателя цвета (B-V) среднее значение $\log L_X$ убывает, рис. 4a, 4b.

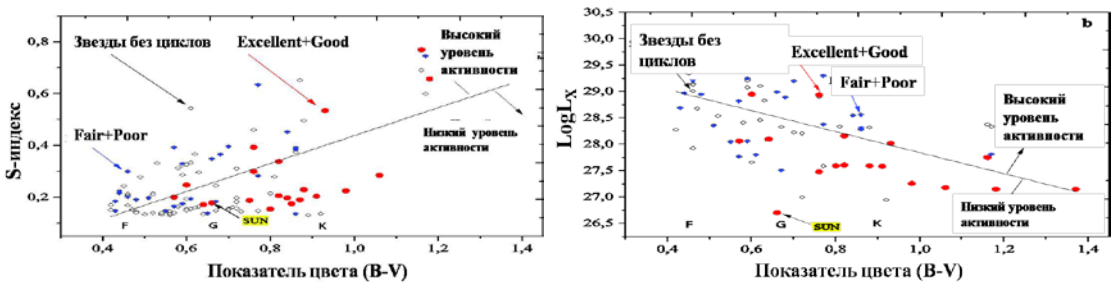


Рис. 4. Зависимость величины S-индекса (**a**) и рентгеновской светимости L_X (**b**) от показателя цвета (B-V). Звезды HK-проекта, по наблюдениям [1].

Видно, что около 70% звезд с циклами, относящимися к классам "Excellent" и "Good", характеризуются низким уровнем хромосферной и корональной активности, в отличие от звезд с циклами, относящимися к классам "Fair" и "Poor", которые в большинстве своем (около 75%) характеризуются высоким уровнем хромосферной и корональной активности. Наличие или отсутствие выраженной цикличности, а также качество найденных циклов ("Excellent", "Good", "Fair", "Poor") для звезд, принадлежащих к спектральным классам F, G и K, существенно отличается, см. таблицу.

Таблица. Сравнительный анализ циклов и качества циклической активности звезд.

Спектральный класс	F2 - F9	G0 - G9	K0 - K7
$\Delta(B-V)$	0.42 - 0.56	0.57 - 0.87	0.88 - 1.35
Число звезд в сп. интервале	39	44	27
Число звезд с известными L_X	27	29	24
Отн. число звезд с повышенной корональной активностью	60%	48%	41%
Отн. число звезд с повышенной хромосферной активностью	56%	39%	60%
Отн. число звезд с циклами хромосферной активности	25%	40%	72%
Качество циклов хр. активности "Excel + Good"/"Fair + Poor"	0/10	7/10	14/4

Видно, что качество циклической активности существенно улучшается для G- и K-звезд по сравнению с F-звездами. Уровень хромосферной активности Солнца сопоставим с уровнем хромосферной активности звезд HK-проекта. Но корональная активность Солнца существенно ниже корональной активности G-звезд HK-проекта и других программ.

Большой интерес вызывает поиск планет в зоне обитаемости, где планета с достаточным атмосферным давлением может удерживать на поверхности воду в жидком состоянии. Необходимо уделить пристальное внимание также звезде, вокруг которой обращается планета. Не исключено, что одним из условий жизни на планете является подобие характеристик центральной звезды с уникальными характеристиками нашего Солнца: крайне низкий уровень переменности излучения фотосферы при очень низком уровне коронального излучения.

Литература

1. *Baliunas S.L., Donahue R.A. et al.,* 1995, Astrophys. J, **438**. P. 269.
2. *Morgenthaler A., Petit P., Morin J. et al.,* 1995, Astron. Nachr., **332**. P. 866.
3. *Kollath Z., Olah K.,* 2009, Astron. and Astrophysics, **501**. P. 695.
4. *Bruevich E.A., Kononovich E.,* 2011, Moscow University Physics Bulletin, **66.** N.1. P. 72.
5. *Bruevich E.A., Yakunina G.V.,* 2015, Moscow University Physics Bulletin, **70**. N.4. P. 282.
6. *Lockwood G.W., Skif B.A., Radick R.R. et al.,* 2007, Astrophys. J. Suppl., **171**. P. 260.
7. *Wright J.T., Marcy G.W., Butler R.P., Vogt S.S.* 2004, Astrophys. J. Suppl., **152**. P. 261.
8. *Arriagada P.*, 2011, Astrophys. J., P. **734**. P. 70.
9. *Isaacson H., Fisher D.* 2010, Astrophys. J., **72**. P. 875.
10. *Garcia R.A. Ceillier T. et al.,* 2014, Astron. and Astrophys., **572**. A34.
11. *Vaiana G.S., Cassinelli J.P., Fabiano G. et al*., 1981, Astrophys. J., **245**. P. 163.
12. *Pallavicini R., Golub L., Rosner R. et al.,* 1981, Astrophys. J., **248**. P. 279.
13. *Wright N.J., Drake J.J., Mamajek E.E., Henry G.W.,* 2011, Astrophys. J., **743**. P. 48.
14. *Bruevich E.A., Katsova M.M., Sokolov D.D.*, 2001, Astronomy Reports, **45**. N.9. P. 718.

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ИНДЕКСОВ АКТИВНОСТИ, ХАРАКТЕРИЗУЮЩИХ РАЗЛИЧНЫЕ УРОВНИ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ, В КОНЦЕ XX – НАЧАЛЕ XXI ВЕКА

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.
Государственный Астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва

LONG-TERM VARIATIONS OF THE ACTIVITY INDICES, CHARACTERIZING DIFFERENT LEVELS OF THE SOLAR ATMOSPHERE, AT THE END OF XX – THE BEGINNING OF XXI CENTURY

Bruevich E.A., Yakunina G.V.
Sternberg Astronomical Institute, MSU, Moscow

The results of examinations of solar activity indices, characterizing the outcoming radiation of the solar photosphere, chromosphere and corona are presented. The analysis of long-term variations of solar indices since the mid-twentieth century to the present time relative to their values computed for different levels of activity (according to the flux of 10.7 cm radio emission) for the period 1950–1990, which is characterized by relatively stable ratios between the indices for 11-year cycles.

Анализ наблюдений индексов солнечной активности показывает, что взаимосвязь между индексами (в частности, между относительным числом солнечных пятен SSN и потоком радиоизлучения на волне 10.7 см – $F_{10.7}$), остается стабильной в период с 1950 по 1990 гг. В последующие годы по настоящее время взаимосвязь между индексами существенно ухудшилась [1, 2].

Используя уравнение линейной регрессии между индексами активности и $F_{10.7}$, мы вычисляем величины значений солнечных индексов в зависимости от текущих значений $F_{10.7}$. Для периода стабильных соотношений по аналогии с [3] коэффициенты *a* и *b* уравнения (1) определяют эталонные отношения между индексами активности и $F_{10.7}$ (synthesized или synt):

$$\text{Solar Index } (F_{10.7})_{\text{synt}} = a + b\, F_{10.7} \qquad (1)$$

В таблице представлены коэффициенты линейных регрессионных соотношений между 7 индексами активности, характеризующих потоки излучения солнечной фотосферы, хромосферы и короны и потоком $F_{10.7}$, традиционно считающимся объективным показателем текущего уровня активности Солнца [2]. Видно, что коэффициент корреляции Пирсона для линейной регрессии (1) у разных индексов близок к 1 (> 0,9) (исключение TSI, где r = 0,75). Можно утверждать, что по наблюдениям 1950–1990 гг. существует тесная линейная связь между этими индексами и потоком $F_{10.7}$.

Таблица. Коэффициенты линейных регрессионных соотношений между 7 индексами активности и $F_{10.7}$ в 1950–1990.

Solar Index	a - intercept	b - slope	Intercept standard error	Slope standard error	Pearson's r – corr. coeff.
SSN	-62.46	1.075	1,209	0,0088	0,984
F Ly alpha	2.74	0.0142	0,0542	3,83E-4	0,941
Flare Index	-8.69	0.12	0,556	0,0041	0,867
F_{530}	-2.77	0.088	0,45	0,0032	0,899
Count of flares	-298.1	5,204	24,453	0,173	0,914
Mg II	0,257	1,163E-4	3,124E-4	2,201E-6	0,956
TSI	1365,22	0,0062	0,069	4,37E-4	0,75

На основе архивных данных наблюдений NASA NOAA (http://www.ngdc.noaa.gov/stp/spaceweather.html) мы исследуем индексы солнечной активности: Solar Index $_{obs}$ (observed), нормированные на Solar Index $_{synt}$ (synthesized), рассчитанные нами по формуле (1).

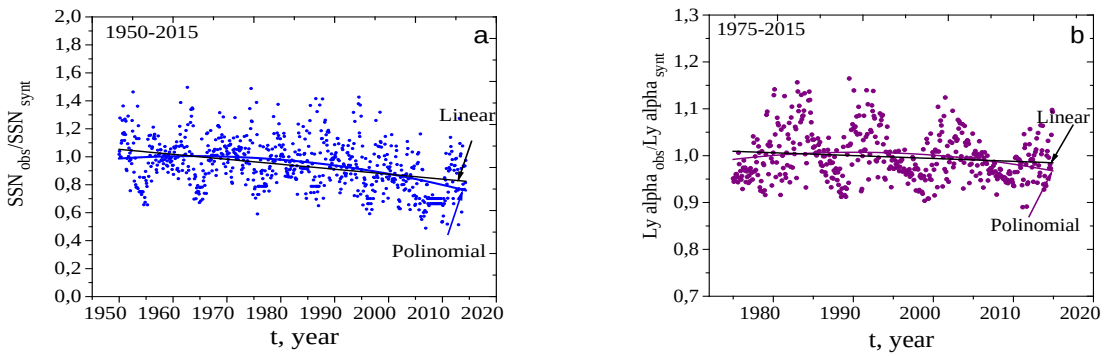


Рис. 1. Временной ряд (**a**) SSN $_{obs}$/SSN $_{synt}$, (**b**) Lyman alpha $_{obs}$/Lyman alpha $_{synt}$. Показаны линейная (Linear) и полиномиальная (Polinomial) регрессии.

С 1990 г. по настоящее время отношения индексов активности $SSN/F_{10.7}$, нормированные на SSN_{synt}, рассчитанные по формуле (1) за интервал в 1950–1990 гг., неуклонно уменьшаются (около 20%), см. рис. 1a. При этом в 1998–2011 гг. число крупных солнечных пятен постепенно уменьшается, а число мелких пятен неуклонно увеличивается [4].

Наблюдается тенденция небольшого уменьшения приведенного потока Lyman alpha $_{obs}$/Lyman alpha $_{synt}$ с 1990 г. по настоящее время примерно на 2–3%, см. рис. 1b.

Заметим, что линейная и полиномиальная регрессии на рис. 1–3 описывают разные тренды в поведении индексов активности: полиномиальная регрессия указывает на краткосрочную тенденцию изменения индексов в момент наблюдения, тогда как линейная регрессия указывает на долговременный тренд за весь период наблюдений, представленный на рис. 1–3.

На рис. 2a наблюдается общая тенденция (линейная регрессия) уменьшения приведенного потока Flare Ind $_{obs}$/ Flare Ind $_{synt}$ с 1975 г. по

настоящее время примерно на 15–20%. Полиномиальная аппроксимация показывает увеличение приведенного потока Flare Ind $_{obs}$/ Flare Ind $_{synt}$ с 1975 г. по 1985 г. на 50%, затем уменьшение Flare Ind $_{obs}$/ Flare Ind $_{synt}$ с 1985 г. по 2008 г. на 60%.

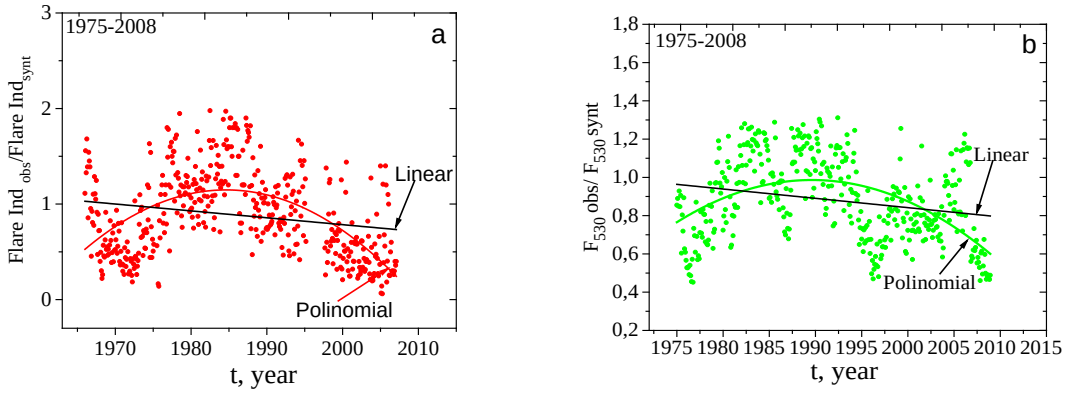


Рис. 2. Временной ряд (a) Flare Ind $_{obs}$/Flare Ind $_{synt}$, (b) F_{530} obs/ F_{530} synt.

Рис. 2b демонстрирует, что существует общая тенденция (линейная регрессия) уменьшения F 530_{obs}/F 530_{synt} с 1975 г. по настоящее время примерно на 20%. Полиномиальная аппроксимация показывает увеличение приведенного потока F 530_{obs}/F 530_{synt} с 1975 по 1990 гг. на 25%, а затем уменьшение F 530_{obs}/F 530_{synt} с 1990 по 2010 гг. на 40%.

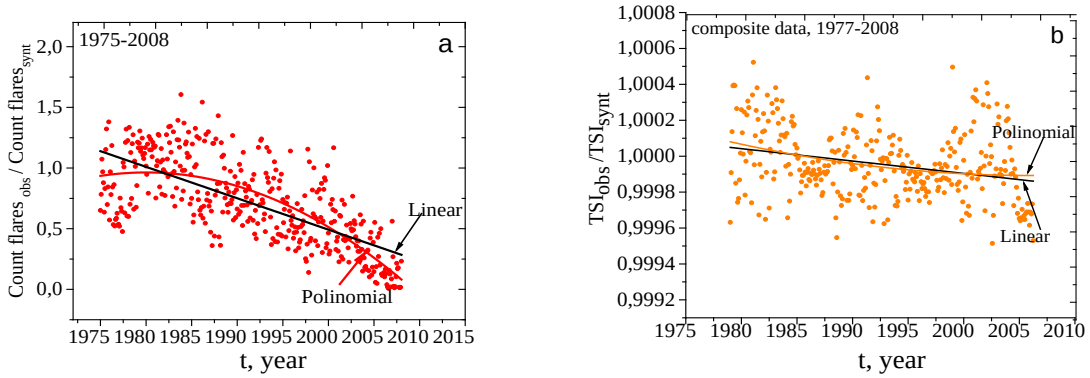


Рис. 3. Временной ряд (**a**) Count flares $_{obs}$ / Count flares $_{synt}$ (**b**) TSI $_{obs}$ /TSI $_{synt}$.

Рис. 3a демонстрирует общую тенденцию (линейная регрессия) уменьшения приведенного потока Count of Flares $_{obs}$/ Count of Flares $_{synt}$ с 1975 г. по настоящее время примерно в 2–3 раза. Полиномиальная аппроксимация показывает постоянство приведенного потока Count of Flares $_{obs}$/ Count of Flares $_{synt}$ с 1975 по 1985 гг., затем резкое уменьшение Count of Flares $_{obs}$/ Count of Flares $_{synt}$ с 1985 по 2008 гг. в 3–4 раза.

На рис. 3b мы видим общую тенденцию (линейная регрессия) небольшого уменьшения приведенного потока TSI_{obs}/TSI_{synt} с 1975 г. по

настоящее время менее чем на 0,02%, причем уровень TSI_{obs}/TSI_{synt} с 2000 по 2010 гг. – постоянный (полиномиальная регрессия).

Выводы

Тесная взаимосвязь между $F_{10.7}$ и глобальными индексами солнечной активности всегда позволяла рассчитать величину одного от другого. В настоящее время очевидно, что эта взаимосвязь неуклонно ухудшается. В начале XXI века число солнечных пятен относительно заданного потока $F_{10.7}$ снизилось примерно на треть. Причем среднегодовые значения числа солнечных пятен относительно $F_{10.7}$ с 1950 по 1990 гг. практически постоянны, а с 1990 по 2013 гг. уменьшаются по параболическому закону на 25%, см. [3]. Нормированный поток в линии Lyman alpha практически не изменяется, но все остальные индексы активности (за исключением TSI) демонстрируют долговременную тенденцию значительного уменьшения отношения Solar $Index_{obs}$ к Solar $Index_{synt,}$ от 10% до 40%, а в случае Count $flares_{obs}$ / Count $flares_{synt}$ до 3 раз.

Наш анализ вариации полного потока TSI в циклах 22–24 и показал, что предположение, основанное на данных наблюдений [5, 6], справедливо: при одном и том же уровне $F_{10,7}$ величина TSI в 23–24 циклах активности выходит на постоянный уровень и даже немного повышается. Это предположение основывается на тонком эффекте, а именно при уменьшении среднего числа пятен, а также при наблюдаемом уменьшении их контраста общий поток излучения от солнечной фотосферы увеличивается, а с ним и растет TSI.

Литература

1. *Bruevich E.A., Bruevich V.V., Yakunina G.V.,* 2014, JApA, 35, 1, 1–15.
2. *Bruevich E.A., Yakunina G.V.,* 2015, Moscow University Physics Bulletin, 70, N.4, 282.
3. *W. Livingston, M.J. Penn, and L. Svalgaard,* 2012, ApJ, 757, L8.
4. *Yu.A. Nagovitsyn, A.A. Pevtsov, W.C. Livingston,* 2012, The ApJL, 758:L20.
5. *Penn, M.J., & Livingston, W.,* 2006, ApJ, 649, L4.
6. *Penn, M.J., & Livingston, W.,* 2011, in IAU Symp. 273, 126.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СВОЙСТВ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В 24-м ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ

Васильева В.В., Златов А.Г.
Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН

ANALYSIS OF THE PROPERTIES OF CORONAL HOLES IN THE 24 TH CYCLE OF ACTIVITY

Vasil'eva V. V, Tlatov A. G.
Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory

The analysis of the properties of coronal holes (CH) in the 21–24's activity cycle. To select the CH in the 24th cycle, we reconstructed the synoptic charts of the observational data SDO/AIA-193Å. In order to determine magnetic characteristics of a CH of their position were combined with observations Magnetograph WSO. It was established that during the minimum of the 24th activity cycle intensity and flux of the magnetic field were minimal over the entire observation period.

Введение

Метод выделения корональных дыр (КД), разработанный ранее для наземных наблюдений в линии He10830A и спутниковых наблюдений по данным SOHO/EIT-195A, применен нами для данных наблюдений SOHO/AIA-193A. В нашей работе мы представляем результаты сравнения свойств корональных дыр в период 1975–2015 гг. Общая площадь корональных дыр минимальна в период максимума активности и достигает максимума в эпоху минимума. Минимум площади КД в 24-м цикле активности наблюдался в 2012.9 году. В период 2013–2015 гг. наблюдается рост площади КД.

Выполнен анализ напряженности магнитных полей в КД, для этого мы накладывали границы КД на наблюдения магнитных полей магнитографа обсерватории WSO. Минимальные напряженности магнитных полей КД наблюдались в минимуме 24-го цикла активности. В период минимума и фазы роста активности 24-го цикла наблюдался минимум потока магнитных полей к КД.

Метод обработки

Для анализа КД в 24-м цикле по данным наблюдений в линии SDO/ AIA193Å, мы создали синоптические карты из ежедневных наблюдений для оборотов 2097–2168. Затем мы использовали ранее описанную процедуру полуавтоматического выделения границ КД на синоптических картах и наложения их границ на карты магнитных полей [1]. Метод состоял из нескольких шагов. На первом этапе происходил выбор предполагаемого

уровня пороговой интенсивности I_{th}. На втором шаге в ручном режиме оператор уточнял выбор пороговой интенсивности I_{th}.

На последнем этапе мы отфильтровывали понижения интенсивности, связанные с волокнами и области с площадью менее 10^{-3}, от площади солнечной полусферы. Для фильтрации волокон, также видимых как зоны пониженной интенсивности в рентгеновском диапазоне, мы накладывали положение нейтральной линии, построенной по данным наблюдений в линии Н-альфа, представленные на сайте Горной станции. Выделенные области формировались в структуры, которые имели общую границу [1].

Результаты

На рис. 1 представлены данные площади КД по данным наблюдений телескопа KPVT в линии HT10830Å и телескопа SOHO/EIT, дополненного данными телескопа SOLIS в период 1997–2012 гг., а также данные SDO/AIA193Å в период 2010–2015 гг. В период 1997–2003 гг. и 2010 г. данные перекрываются, однако наблюдается достаточно хорошее согласие между рядами наблюдений. В период спада 23-го цикла активности и минимума 24-го цикла площадь КД была максимальна, а локальный максимум носил затяжной характер. Минимум общей площади КД наблюдается в эпоху максимума активности. Так в 21-м цикле в 1981.2 г. S = 53.5, в 22-м 1990.2 г. S = 77.2, в 23-м в 2000.4 S = 83.3, в 24-м 2012.1 г. S = 92.3. Здесь площадь выражена в 10^{-3} солнечной полусферы. Таким образом, наблюдается отрицательная связь между амплитудой циклов активности и площадью КД в эпоху максимумов циклов (R = –0.75).

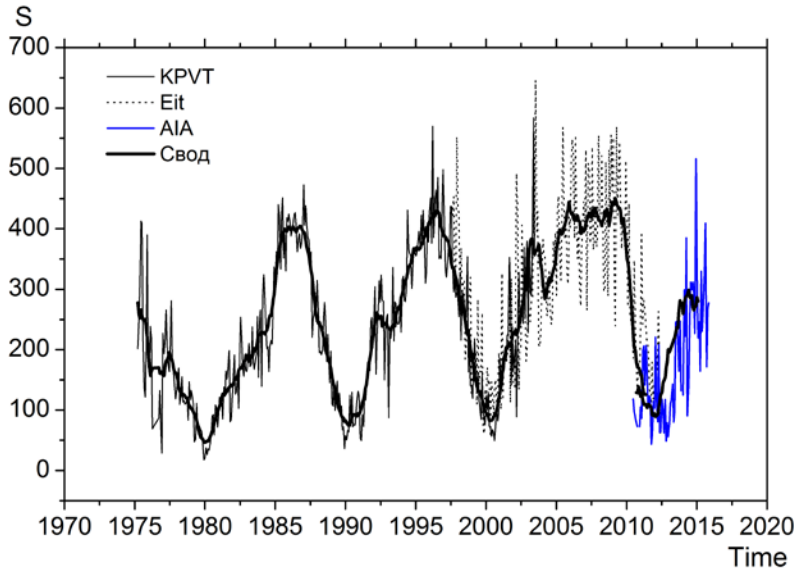


Рис. 1. Данные площадей КД в 10^{-3} площади полусферы по данным Кит-Пик в линии He10830Å (KPVT) в период 1975–2003 гг., SOHO/EIT-195Å в период 1995–2010 гг. и SDO/AIA-193Å в период 2010–2015 гг. Данные усредненные за один Кэррингтоновский оборот. Также представлена кривая сглаженных значений по 13 синоптическим оборотам.

Для определения свойств магнитных полей в КД мы провели наложение границ КД на наблюдения крупномасштабных магнитных полей. Для обеспечения стабильности на всем периоде наблюдений мы использовали данные магнитографа WSO (http://wso.stanford.edu/). На рис. 2 представлены данные для КД, выделенных по данным KPVT(He10830Å), SOHO/EIT-195Å, SDO/AIA-193Å, а также сглаженная кривая за 13 оборотов для всей серии.

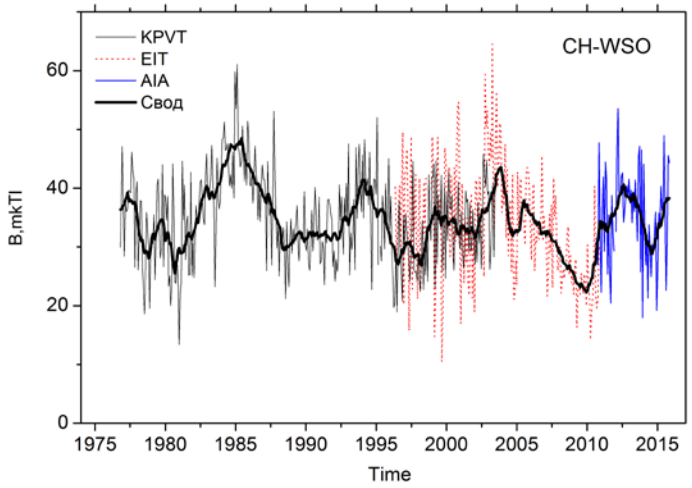


Рис. 2. Данные напряженности магнитных полей КД по данным наблюдений магнитографа WSO. Приведены данные усредненные за синоптический оборот и усредненные за 13 оборотов.

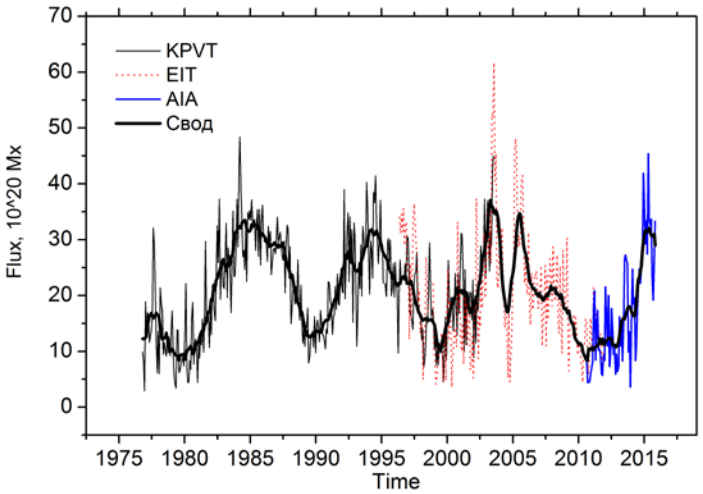


Рис. 3. Поток магнитного поля КД. Приведены данные усредненные за синоптический оборот и усредненные за 13 оборотов.

В минимумах активности 21, 22, 23-го циклов активности наблюдался локальный максимум напряженности магнитных полей КД. Однако в 24-м цикле активности магнитные поля имели минимальные значения. Возможно, это связано с ослаблением полярного магнитного поля перед 24-м циклом.

С развитием 24-го цикла напряженность магнитных полей КД восстановилась до средних значений, свойственных периоду повышенной активности. На рис. 3 приведены значения магнитного потока, как для отдельных серий выделенных КД, так и для сглаженных сводных значений.

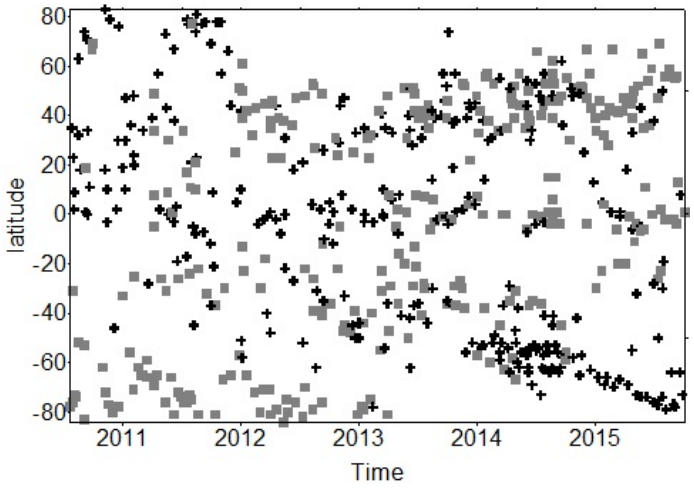


Рис. 4. Положение центров КД в 24-м цикле активности. КД с отрицательными магнитными полями представлены “+”, положительные квадратиками.

Магнитный поток КД имеет характер циклических изменений с максимумом в эпоху минимума активности. Однако в период минимума 24-го цикла активности эта закономерность была нарушена, и локальный максимум потока пришелся на фазу спада 23-го цикла активности. Это связано с малой напряженностью магнитных полей КД в минимуме 24-го цикла. На рис. 4 представлена широтно-временная диаграмма центров КД с учетом полярности магнитного поля. В период 2012–1014 гг. полярные КД отсутствовали, но в 2015 заметен дрейф КД к полюсам. Последние полярные КД в северном полушарии наблюдались в 2012 г., а на южном полушарии в 2013 г. Однако восстановление полярных КД быстрее происходит в южном полушарии, что может свидетельствовать о более высокой напряженности магнитных полей.

Выводы

Рассмотрены свойства КД в 21–24-м циклах активности. Установлено, что период минимума 24-го цикла активности напряженность и поток магнитного поля оказались минимальными за весь период наблюдений (рис. 2). Уровень напряженности магнитных полей в максимумах 21–24-го циклов активности примерно равны (рис. 3). Наблюдается отрицательная корреляционная связь между амплитудой циклов активности и площадью КД в эпоху максимумов циклов (R = –0.75) (рис. 1).

Литература

1. *Tlatov A., Tavastsherna K., Vasil’eva V.* // Solar. Phys., V. 289, p. 1349, 2014.

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ НА РАЗВИТИЕ ЦИКЛОНИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В УМЕРЕННЫХ ШИРОТАХ

Веретененко С.В.[1,2]

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

INFLUENCE OF SOLAR PROTON EVENTS ON THE DEVELOPMENT OF CYCLONIC PROCESSES AT MIDDLE LATITUDES

Veretenenko S.V.[1,2]

[1]*Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*
[2]*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

Influence of energetic Solar Proton Events (SPEs), with particle energies above 90 MeV, on the development of extratropical cyclones was studied. A noticeable intensification of cyclonic activity was revealed at middle latitudes of the Northern and Southern hemispheres on the days following SPE onsets. Most statistically significant effects were observed in the North Atlantic near the south-eastern coasts of Greenland, as well as in the Southern Ocean near the eastern coasts of Queen Maud Land in Antarctica. It was shown that the conditions in the North Atlantic are most favorable for SPE effects compared with other regions due to low geomagnetic cutoff rigidities which allow precipitation of particles with minimal energies ~100 MeV, as well as to peculiarities of the thermo-baric field structure: divergence of isohypses in the middle troposphere contributing to air outflow and high temperature contrasts contributing to cold advection necessary for the cyclone development. Similar conditions are observed in the Southern hemisphere near the Antarctica coasts. The results obtained suggest an important part of stratospheric ionization changes due to cosmic ray variations in the mechanism of solar activity influence on the atmosphere circulation.

Солнечные космические лучи (СКЛ) представляют собой заряженные частицы, ускоряемые до высоких энергий (для протонов – до 10^{10} эВ) во время вспышек на Солнце. В околоземном пространстве СКЛ регистрируются как резкие возрастания потока заряженных частиц на фоне галактических космических лучей. Протоны с энергиями 100–500 МэВ могут проникать в стратосферу на высоты от ~32 до ~15 км, где теряют энергию главным образом на ионизацию. Ранее было обнаружено, что возрастания солнечных протонов с энергиями >90 МэВ сопровождаются усилением зональной циркуляции [1] и изменениями температуры и давления в высокоширотной атмосфере [2]. В связи с указанными событиями также наблюдается интенсификация циклонической деятельности в Северной Атлантике [3]. В данной работе исследуются эффекты солнечных протонных событий (СПС) с энергиями частиц >90 МэВ в вариациях давления и эволюции барических систем по всему северному и южному полушарию.

Исследование эффектов СПС проводилось методом наложения эпох для 48 событий в октябре–марте за период 1980–1996 гг. из каталогов [4, 5]. Давление в тропосфере характеризовалось среднесуточными значениями высоты изобарического уровня 500 гПа (GPH500) по данным [6]. Вариации давления рассчитывались как отклонения от средней карты на интервале ±10 дней относительно дня начала СПС. Карты средних отклонений GPH500 для 48 исследуемых СПС приведены на рис. 1.

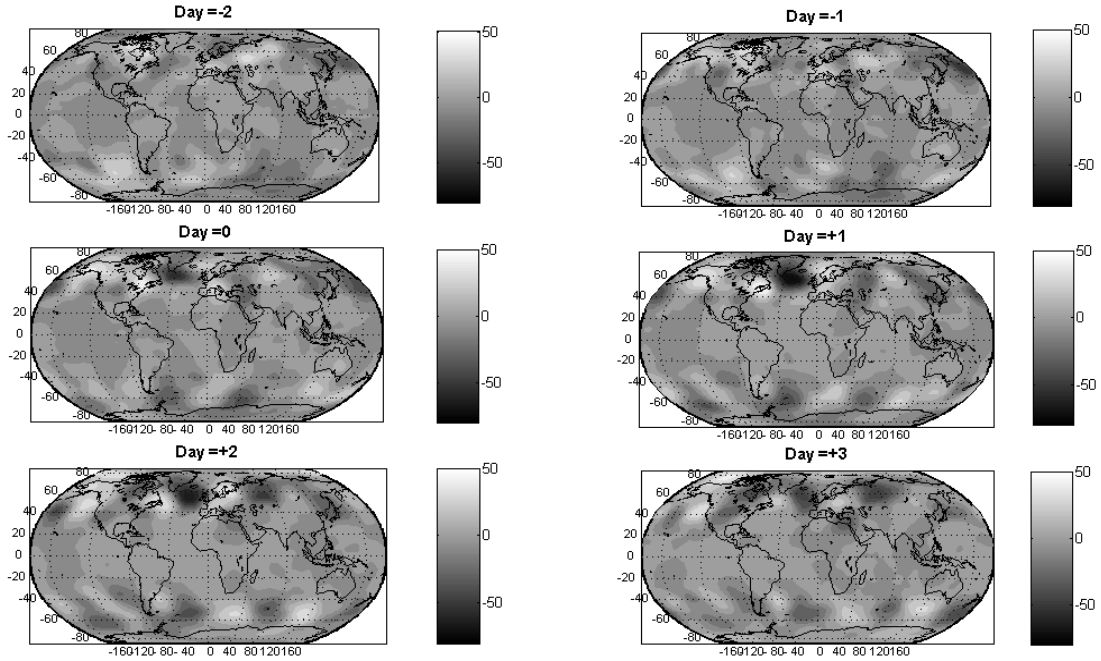


Рис. 1. Средние карты вариаций GPH500 (в гп. м) для 48 СПС (E > 90 МэВ) в октябре – марте 1980–1996 гг. Нулевой день соответствует дню начала СПС.

Как видно из рис. 1, уже в нулевой день начинается резкое понижение давления в умеренных широтах Северной Атлантики. На низких широтах заметных изменений давления не наблюдается. В южном полушарии небольшое понижение давления имеет место у берегов Антарктиды.

В северном полушарии наибольшие изменения давления в связи с СПС происходят в районе климатических положений полярных и арктических фронтов, с которыми связаны возникновение и эволюция внетропических циклонов (рис. 2а). Таким образом, наблюдаемые изменения давления свидетельствует об изменениях в эволюции внетропических барических систем. Наиболее статистически значимые эффекты имеют место в районе арктического фронта у побережья Гренландии, т.е. на границе холодной Арктической воздушной массы, в которой формируется циркумполярный вихрь. В этом регионе ранее было обнаружено более интенсивное углубление циклонов в связи с энергичными СПС. В Тихом океане эффектов СПС не наблюдается, что может быть связано с более высокими порогами геомагнитного обрезания по сравнению с Северной Атлантикой (рис. 2б).

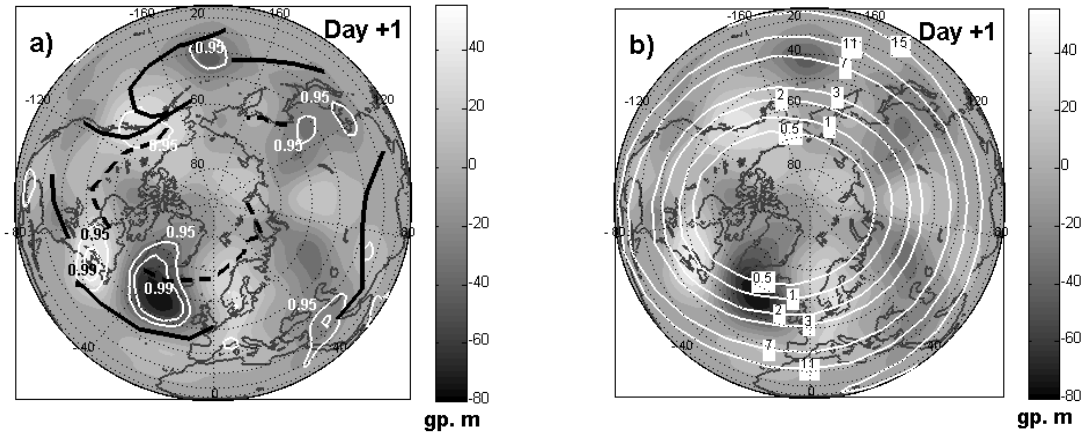


Рис. 2. а) Средние изменения GPH500 в северном полушарии на следующий день после начала СПС (48 событий) и положения климатических фронтов: черными сплошными линиями обозначены полярные фронты, штриховыми – арктические. Белыми линиями показаны области статистической значимости эффектов согласно оценкам по методу Монте-Карло; **б)** то же и изолинии жесткости геомагнитного обрезания по данным [7].

Таким образом, Северная Атлантика характеризуется наиболее благоприятными условиями для эффектов СПС в развитии циклогенеза по сравнению с другими регионами северного полушария. Это связано с особенностями структуры термобарического поля: расходимостью изогипс в средней тропосфере, что способствует оттоку воздуха из углубляющегося циклона, и высокими температурными контрастами (Арктическая фронтальная зона у юго-восточного побережья Гренландии), что создает условия для адвекции холода, необходимой для развития циклона (рис. 3а). Данный район характеризуется также низкими значениями жесткости геомагнитного обрезания, что позволяет высыпаться частицам с минимальными энергиями ~90 МэВ (рис. 3б).

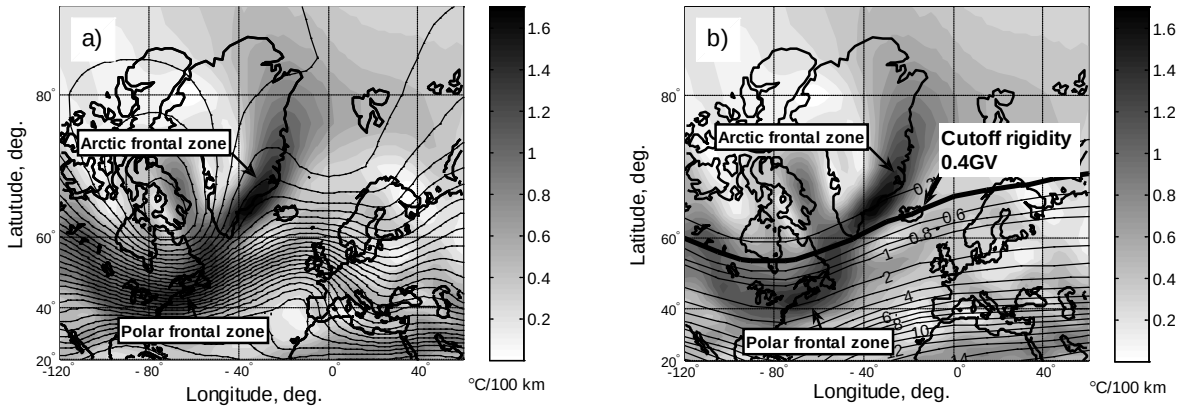


Рис. 3. а) Распределение модуля горизонтального градиента температуры в слое 1000-500 гПа и изогипсы уровня 500 гПа в Северной Атлантике (январь 2005 г.); **б)** то же и изолинии жесткости геомагнитного обрезания R по данным [7]. Изолиния жесткости R = 0.42 ГВ, соответствующей энергии 90 МэВ, показана черной жирной линией.

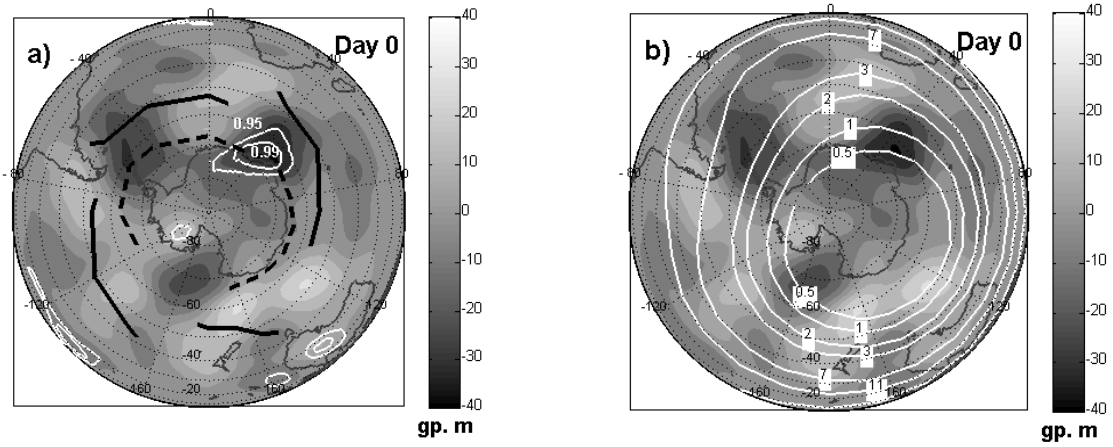


Рис. 4. а) Средние изменения GPH500 в южном полушарии в день начала СПС (48 событий) и положения климатических фронтов: черными сплошными линиями обозначены полярные фронты, штриховой – антарктический фронт. Белыми линиями показаны области статистической значимости эффектов согласно оценкам по методу Монте-Карло; **б)** то же и изолинии жесткости геомагнитного обрезания по данным [7].

В южном полушарии вариации давления в связи с СПС в два раза меньше по амплитуде, чем в северном. Это связано с тем, что период с октября по март является в данном полушарии теплым полугодием, когда циклонические процессы ослабевают. Наиболее значимые эффекты обнаружены в день начала СПС над Южным океаном у восточных берегов Земли Королевы Мод (рис. 4а). В южном полушарии циклоны, формирующиеся на полярных фронтах, смещаются к юго-востоку и регенерируют (вторично углубляются) на антарктических фронтах у побережья Антарктиды. Таким образом, интенсификация углубления циклонов в связи с энергичными СПС наблюдается над океанами как в северном, так и в южном полушарии (у берегов Гренландии и Земли Королевы Мод, соответственно). Область углубления циклонов в южном полушарии также характеризуется значительными контрастами температуры и низкими значениями жесткости геомагнитного обрезания, способствующими высыпаниям частиц с минимальными энергиями ~90 МэВ.

Полученные результаты свидетельствуют о важности изменений стратосферной ионизации в высоких широтах для формирования эффектов солнечной активности в циркуляции нижней атмосферы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №13-02-00783).

Литература

1. *Веретененко С.В., Пудовкин М.И.* // Геомагн. Аэроном., 1993, **33**, 35–40.
2. *Pudovkin M.I. et al.* // Adv. Space Res., 1996, **17**, 165–168.
3. *Veretenenko S.V., Thejll P.* // J. Atm. Sol.-Terr. Phys., 2004, **66**, 393–405.
4. *Логачев Ю.И. (ред.).* Солнечные протонные события. Каталог 1980–1986 гг. М: Междуведомственный геофизический комитет АН СССР – МЦД Б, 1990.
5. *Logachev Yu.I. (Ed.)* Catalogue of Solar Proton Events 1987–1996. Moscow. 1998.
6. *Kalnay E. et al.* // Bull.Amer.Meteorol.Soc., 1996, **77,** 437–472.
7. *Shea M.A., Smart D.F.* // Proc. 18th ICRC, 1983, **3**, 415–418.

АНОМАЛИИ ОБЛАЧНОСТИ В УМЕРЕННЫХ ШИРОТАХ СЕВЕРНОГО И ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЙ: СВЯЗЬ С ДИНАМИКОЙ АТМОСФЕРЫ И ВАРИАЦИЯМИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Веретененко С.В.[1,2], Огурцов М.Г.[1,3]

[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

CLOUD COVER ANOMALIES AT MIDDLE LATITUDES OF THE NORTHERN AND SOUTHERN HEMISPHERES: LINKS TO ATMOSPHERE DYNAMICS AND COSMIC RAY VARIATIONS

Veretenenko S.V.[1,2], Ogurtsov M.G.[1,3]

[1]*Ioffe Physico-Technical Institute, Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*
[2]*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*
[3]*Central (Pulkovo) astronomical observatory, St. Petersburg, Russia*

In this work we continue studying links between low cloudiness in the Northern and Southern hemispheres and galactic cosmic ray (GCR) variations on the decadal time scale. It was shown that at middle latitudes of both hemispheres the correlation links observed between low cloud anomalies (LCA) and GCR fluxes are due to GCR influence on the development of extratropical cyclogenesis. The violation of a positive correlation LCA-GCR took place simultaneously in the Northern and Southern hemispheres in the early 2000s and coincided with the sign reversal of GCR effects on the troposphere circulation. It was suggested that a possible reason for the correlation reversal between atmosphere characteristics under study and GCR variations is the change of the stratospheric polar vortex state which influences significantly the troposphere-stratosphere coupling. The evidences for a sharp weakening of the polar vortices in the early 2000s are provided. The results obtained suggest an important role of the polar vortex state as a reason for a temporal variability of solar-atmospheric links.

В настоящее время широко обсуждается механизм солнечно-климатических связей, включающий изменения состояния облачности под воздействием галактических космических лучей (ГКЛ). В пользу данного механизма свидетельствовала положительная корреляция между аномалиями нижней облачности (LCA) и потоками ГКЛ в 1983–1994 гг. [1]. Нарушение указанной корреляции в начале 2000-х годов поставило под сомнение влияние ГКЛ на состояние облачности и их роль в механизме солнечно-атмосферных связей [2]. В работе [3] было показано, что корреляционные связи между LCA и ГКЛ в умеренных широтах северного полушария обусловлены влиянием ГКЛ на развитие барических систем, формирующих поле облачности, причем характер указанного влияния зависит от состояния стратосферного циркумполярного вихря. В данной работе мы продол-

жаем исследовать аномалии облачности и их связь с динамическими процессами в тропосфере и потоками ГКЛ, а также вариации состояния вихря как причины изменчивости наблюдаемых корреляционных связей.

Временной ход аномалий нижней облачности по данным ISCCP-D2 (http://isccp.giss.nasa.gov) приведен на рис. 1 для умеренных широт 30–60° северного и южного полушарий. Видно, что в обоих полушариях вариации LCA подобны и обнаруживают высокую корреляцию (*R = 0.82* без вычета трендов и *R = 0.62* после вычета трендов). Сопоставим вариации LCA с изменениями давления, характеризуемого геопотенциальными высотами изобарического уровня 700 гПа (GPH700) по данным [4]. На рис. 2 показан временной ход значений GPH700, осредненных по широтным поясам 30–60°N(S). Видно, что в 1983–2009 гг., когда облачность в исследуемых обла-

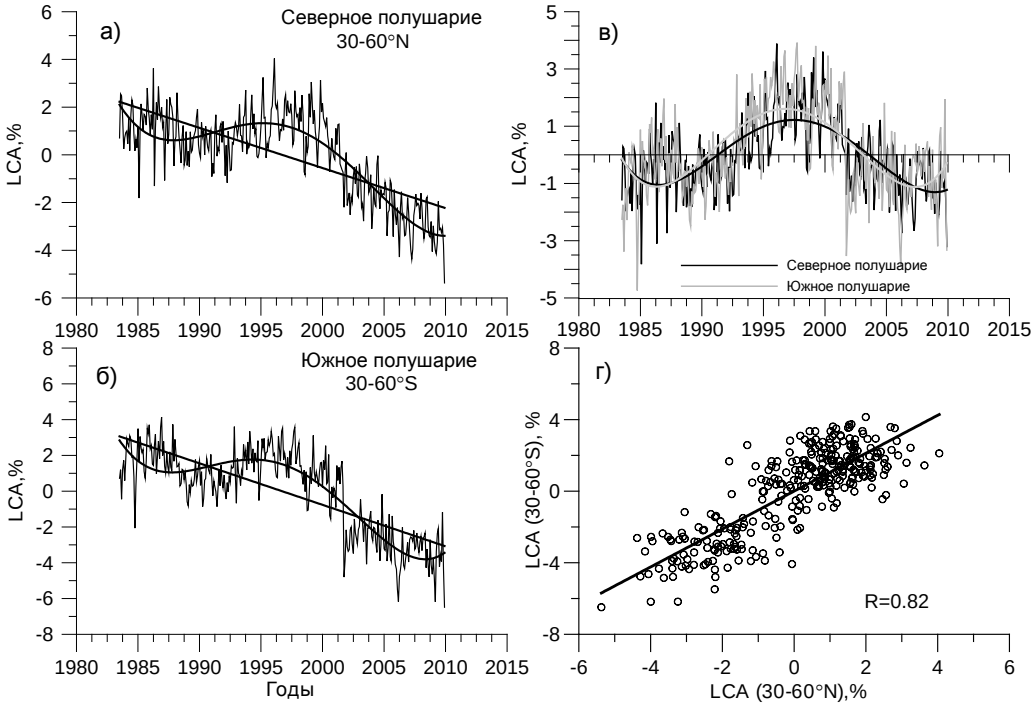


Рис. 1. Временной ход среднемесячных аномалий нижней облачности в умеренных широтах северного и южного полушарий без вычета трендов **(а, б)** и после вычета трендов **(в)**. Связь между аномалиями нижней облачности в северном и южном полушарии **(г)**.

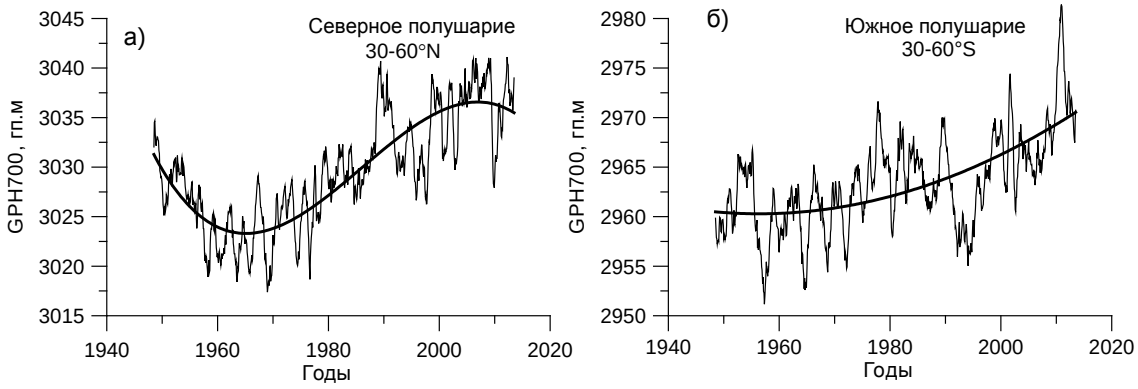


Рис.2. Временной ход давления (GPH700) в умеренных широтах северного и южного полушарий на интервале 1948–2013 гг. (скользящие средние по 12 месяцам).

стях уменьшалась, давление в них увеличивалось, что свидетельствует об ослаблении циклонических процессов. Поскольку поле облачности в умеренных широтах формируется крупномасштабными восходящими движениями, связанными с барическими системами – циклонами и ложбинами, уменьшение LCA, наблюдаемое в широтных поясах 30–60°N(S), хорошо согласуется с характером изменений циклонической активности.

Рассмотрим связь между вариациями давления в умеренных широтах и потоками ГКЛ. На рис. 3 показаны временной ход отклонений от трендовых значений GPH700 и потока заряженных частиц в максимуме переходной кривой на ст. Долгопрудный [5], а также коэффициенты корреляции между исследуемыми атмосферными характеристиками (LCA, GPH700) и потоками частиц по скользящим 11-летним интервалам. Видно, что до начала 2000-х гг. наблюдалась высокая отрицательная корреляция между давлением и потоками ГКЛ (*R ~ –0.8*) в умеренных широтах обоих полушариях, после чего произошло обращение знака корреляции (рис. 3б,г). Одновременно в обоих полушариях имело место обращение знака корреляции между аномалиями облачности и потоками ГКЛ.

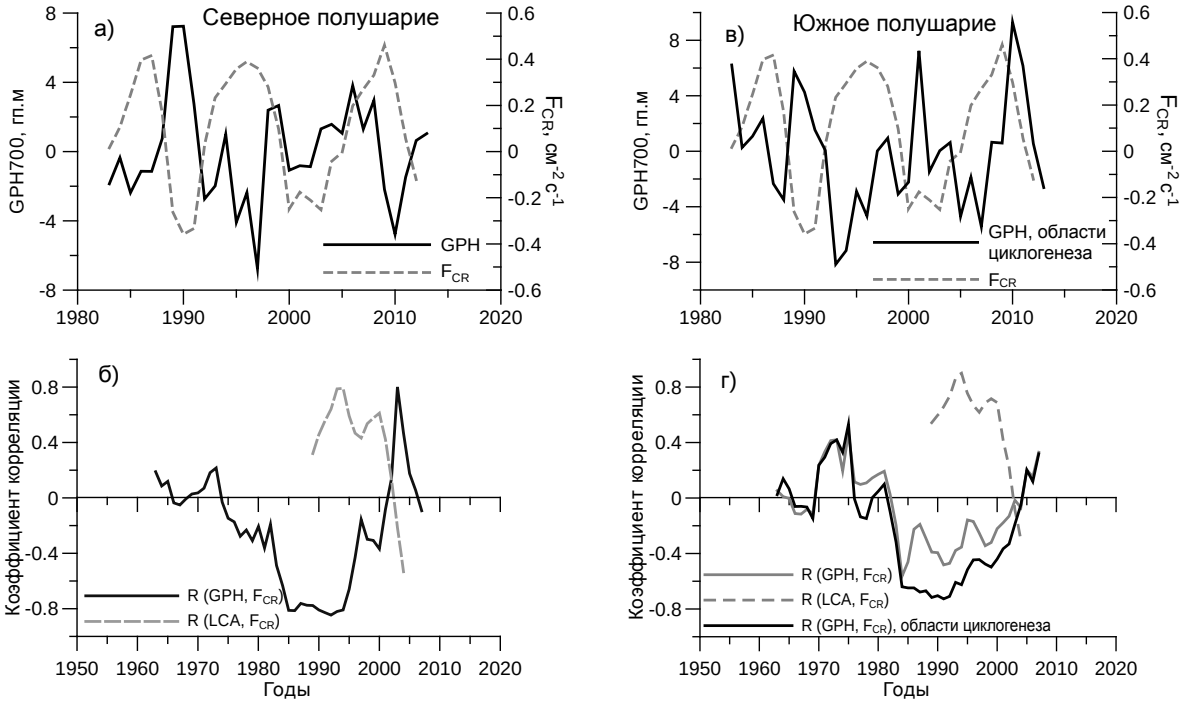


Рис. 3. Временной ход давления (GPH700) в умеренных широтах северного **(а)** и южного (**в**) полушарий и интенсивности ГКЛ [5]; скользящие коэффициенты корреляции по 11-летним интервалам аномалий нижней облачности и давления с потоками ГКЛ в умеренных широтах северного **(б)** и южного **(г)** полушарий.

Ранее было показано, что характер эффектов ГКЛ в циркуляции тропосферы зависит от состояния стратосферного циркумполярного вихря [6]. Усиление циклонических процессов при росте потоков ГКЛ наблюдается только при сильном вихре. Период сильного вихря имел место с 1980-х

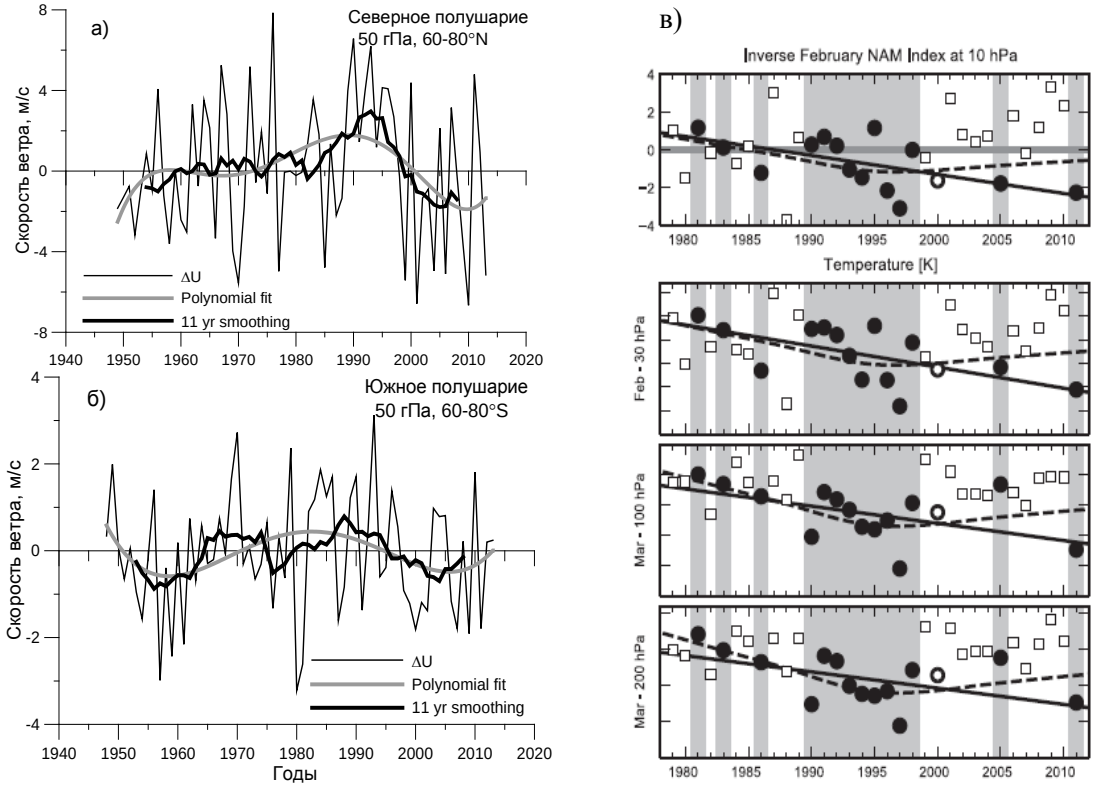


Рис. 4. Вариации скорости зонального ветра на уровне 50 гПа в стратосфере северного **(а)** и южного **(б)** полушарий; вариации индекса NAM и температуры в полярной шапке в феврале по данным [7] **(в)**. Серым фоном показаны годы без мощных внезапных стратосферных потеплений.

по конец 1990-х гг., о чем свидетельствуют усиление западных ветров в стратосфере Арктики и Антарктики (рис. 4а,б), понижение стратосферной температуры и отсутствие мощных внезапных стратосферных потеплений (разрушений вихря) (рис. 4в). Данные на рис. 4а,б показывают , что в начале 2000-х гг. произошло резкое ослабление вихрей в обоих полушариях.

Таким образом, положительная корреляция между аномалиями нижней облачности и потоками ГКЛ наблюдалась в умеренных широтах обоих полушарий в 1983–2000 гг. при сильных циркумполярных вихрях. В начале 2000-х гг. произошло резкое ослабление вихрей, что привело к обращению знака эффектов ГКЛ в развитии внетропического циклогенеза и, соответственно, нарушению корреляции между облачностью и потоками ГКЛ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант №13-02-00783).

Литература

1. *Marsh N., Svensmark H.* // Phys. Rev. Lett., 2000, **85**, 5004–5007.
2. *Gray L.J. et al.* // Rev. Geophys., 2010, **48**, RG4001 doi:10.1029/2009RG000282.
3. *Веретененко С.В., Огурцов М.Г.* // Геомагн. Аэроном., 2015, **55**, 457–465.
4. *Kalnay E. et al.* // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996, **77**, 437–472.
5. *Stozhkov Yu.I. et al.* // Adv. Space Res., 2009, **44**, 1124–1137.
6. *Veretenenko S., Ogurtsov M.* // Adv. Space Res., 2014, **54**, 2467–2477.
7. *Ivy D.J. et al.* // J. Clim., 2014, **27**, 2789–2799.

СЛАБЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ ФОТОСФЕРЫ В 21–23 ЦИКЛАХ СОЛНЦА

Вернова Е.С.[1], Тясто М.И.[1], Баранов Д.Г.[2]
[1]*Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

WEAK MAGNETIC FIELDS OF THE PHOTOSPHERE DURING 21–23 SOLAR CYCLES

Vernova E.S.[1], Tyasto M.I.[1], Baranov D.G.[2]
[1]*IZMIRAN, St.-Petersburg Filial, St. Petersburg, Russia*
[2]*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia*

Heliolatitude distribution of photospheric magnetic fields was studied on the base of synoptic maps of Kitt Peak Observatory (1976–2003). In this work the weakest fields (B = 0–5 G) which are localized in the equatorial zone (heliolatitudes ±5°) and in the range of latitudes 40°–60° in each of hemispheres are investigated. Percentage of time when fields of these groups existed in given heliolatitude intervals is evaluated. Magnetic fluxes for northern and southern hemispheres of the Sun and also for positive and negative fields are considered separately. Time dependency of magnetic fluxes for the weakest magnetic fields is investigated and compared with magnetic fluxes of other groups of magnetic fields.

Распределение магнитных полей по поверхности Солнца и его изменение в ходе солнечного цикла является одним из ключевых моментов при создании моделей солнечного динамо. Эволюция зонального распределения магнитного поля Солнца была рассмотрена на основе магнитограмм обсерватории WSO [1]. Показано, что полный магнитный поток тесно связан с уровнем активности и подобен диаграмме бабочек Маундера, отражающей распределение солнечных пятен. Вариации магнитных полей по времени и широте рассмотрены в работе [2]. Обнаружено сильное отличие вариаций полного магнитного потока на низких и высоких широтах. Анализ эволюции широтных распределений магнитных полей разной величины для 12–23 циклов Солнца показал, что ширина зоны пятен тесно связана с полным магнитным потоком пятен [3].

Представляет интерес изучение групп магнитных полей, привязанных к определенным интервалам гелиоширот, и сопоставление этих групп с проявлениями солнечной активности (СА). В данной работе особое внимание уделяется самым слабым магнитным полям меньше 5 Гс.

Для анализа были использованы синоптические карты фотосферного магнитного поля обсерватории Китт Пик за 1976–2003 гг. (http://nsokp.nso.edu/). Для исследования широтного распределения магнитных полей мы применили метод суперпозиции синоптических карт. В результате была построена одна усредненная синоптическая карта за весь

период 1976–2003 гг. Широтный профиль магнитного потока Солнца за три солнечных цикла (рис. 1а) был получен путем суммирования магнитных полей по долготе. Таким образом проявляются устойчивые закономерности широтного распределения магнитного поля, которые сохраняются при усреднении за несколько солнечных циклов.

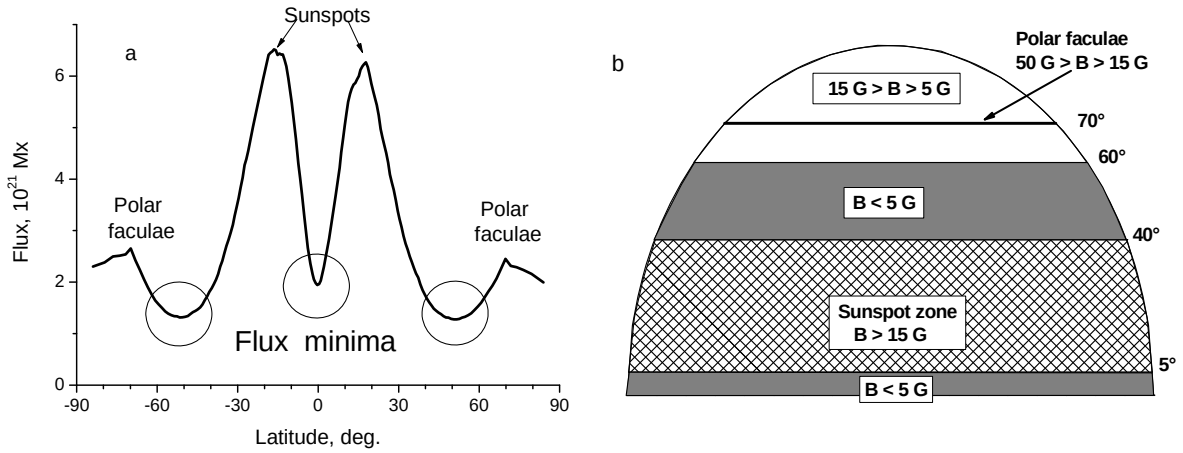


Рис. 1. Гелиоширотное распределение магнитных полей: (**a**) широтный профиль магнитного поля, усредненный за 21–23 циклы Солнца; (**b**) схема, показывающая связь магнитных полей разной величины с определенными широтными интервалами (северное полушарие).

На усредненном широтном профиле видны две области концентрации магнитных полей: на широтах пятнообразования и в зоне полярных факелов. Поток в зоне пятен значительно превосходит поток в зоне полярных факелов. Области самых низких магнитных потоков, которые расположены около экватора и в высоких широтах, отмечены кружками.

Следует заметить, что существует некоторый нижний порог потока (приблизительно 1.3×10^{21} Мкс), ниже которого широтный профиль не опускается во всем диапазоне широт. Максимальный поток в зоне пятнообразования превосходит пороговое значение приблизительно в 5 раз. Можно видеть, что поток южного полушария, усредненный за три солнечных цикла, несколько превосходит поток северного полушария.

Чтобы оценить вклад полей разной напряженности в общий магнитный поток, каждая синоптическая карта перед суммированием трансформируется таким образом, что на ней остаются только пиксели в определенном интервале величины поля, остальные пиксели заменены нулями. Таким образом, мы получаем суммарную карту за три солнечных цикла для определенного интервала величин магнитных полей. Число пикселей, отличных от нуля, показывало долю полей определенной группы в общем потоке магнитного поля. Задавая различные границы магнитного поля, мы пришли к выводу, что весь диапазон магнитных полей следует разбить на 4 характерных интервала напряженностей. Это следующие группы магнитных полей: 0–5 Гс, 5–15 Гс, 15–50 Гс и B > 50 Гс. Магнитные поля в каж-

дой из этих групп имеют общие черты широтного распределения, в то время как поля разных групп имеют резко различные широтные распределения. Каждая из групп тесно связана с определенными проявлениями СА.

Схема на рис. 1b показывает широтные зоны расположения характерных групп полей. Поскольку для северного и южного полушарий Солнца результаты близки, то данная схема дана для северного полушария. Видно, что самые сильные магнитные поля (больше 15 Гс) занимают зону пятнообразования от 5° до 40°. С обеих сторон зона пятен граничит с самыми слабыми полями (меньше 5 Гс): широтные зоны от экватора до 5° и от 40° до 60°. Широты от 60° и до полюса занимают поля от 5 Гс до 15 Гс. В этом широтном интервале есть узкая полоса широт (около 70°), занятая более сильными полями: от 15 Гс до 50 Гс (зона полярных факелов). Таким образом, определенные широты (а именно: 5°, 40° и 60°) являются границами между областями концентрации магнитных полей различной величины.

Если локализация полей с напряженностью выше 5 Гс и связь этих полей с определенными проявлениями СА рассматриваются многими авторами, то распределение самых слабых полей и закономерности его изменения менее изучены. В данной работе нас интересует локализация слабых магнитных полей и особенности их изменений в солнечном цикле. Оценки показывают, что в зоне ±5° поля меньше 5 Гс составляют более 80% в годы низкой СА и падают до 35–40% в годы высокой СА.

На рис. 2a сопоставляются временные изменения слабых магнитных полей (меньше 5 Гс) в приэкваториальной зоне и в высоких широтах. Эти кривые развиваются приблизительно в фазе, хотя имеются и существенные отличия. Наиболее яркая общая черта – это глубокий минимум в конце 1991 г. – начале 1992 г. (22 солнечный цикл). С другой стороны, в 21 и 23 циклах отчетливый минимум наблюдается только в приэкваториальных широтах. На высоких широтах минимум не такой глубокий, и наступает он раньше, почти совпадая с максимумом солнечного цикла.

Мы сравнили временной ход слабых полей в приэкваториальной зоне с циклом СА (рис. 2b). Направление шкалы магнитного потока на рис. 2b – обратное. Видно, что слабые магнитные поля развиваются в противофазе с солнечным циклом. Минимумы потока совпадают со вторым максимумом Гневышева (1981.6, 1991.8 и 2002.3 гг.). Следует отметить, что не только максимумы потока, но и вся кривая для слабых магнитных полей сдвинута (запаздывает) на несколько лет по сравнению с числами Вольфа. Как и для чисел Вольфа, изменение потока в цикле несимметрично: резкое падение потока от самых высоких значений до самых слабых и гораздо более плавное увеличение потока. Резкий спад потока наблюдается от времени близкого к максимуму СА ко времени второго максимума Гневышева (например, от 1988.7 г. к 1991.8 г.).

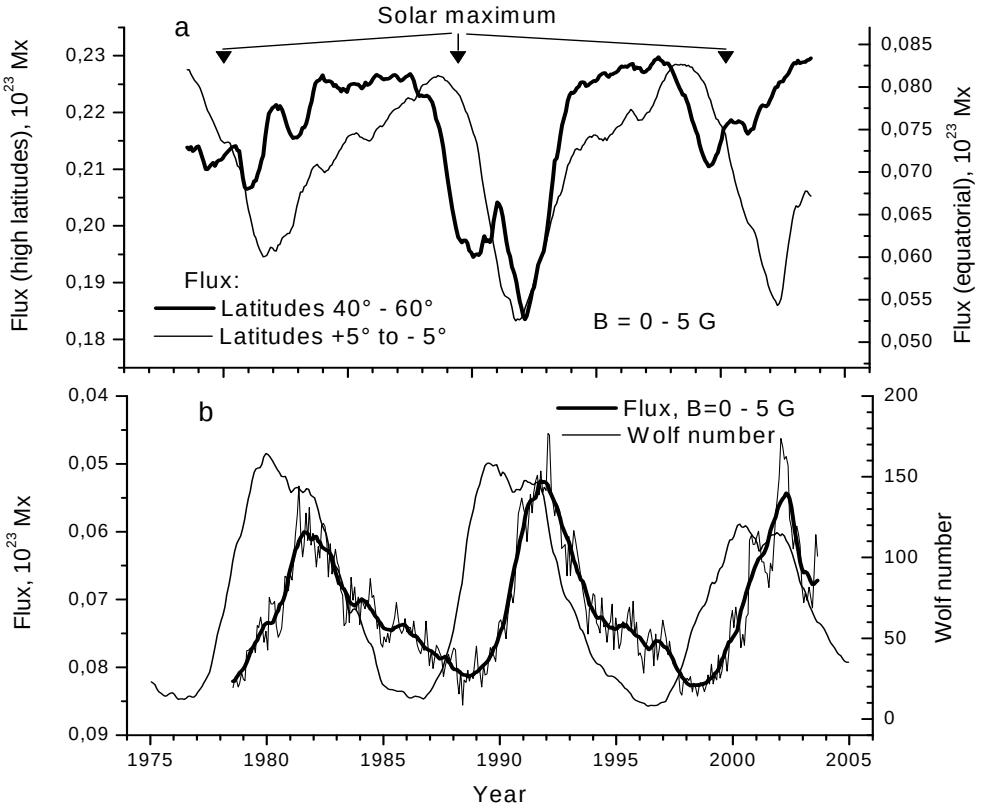


Рис. 2. Временные изменения потока слабых магнитных полей (B < 5 Гс): (**a**) слабые поля в приэкваториальной зоне (от +5° до –5°) и на широтах от +40° до +60° и от –40° до –60°; (**b**) сравнение магнитного потока приэкваториальной зоны с солнечным циклом. Направление шкалы магнитного потока – обратное.

В приэкваториальной зоне ±5° существует тесная связь между полями одного знака в разных полушариях: коэффициент корреляции положительных полей равен Rpos = 0.81, отрицательных – Rneg = 0.89. Корреляция положительных и отрицательных полей одного полушария значительно слабее: коэффициент корреляции для северного полушария R = 0.39. Такая зависимость резко отличается от сильных магнитных полей в зоне пятен, где сильная корреляция наблюдается для полей разных знаков одного полушария [4]. Полученные результаты свидетельствуют о том, что слабые поля приэкваториальной области Солнца представляют собой не просто «крылья» распределения магнитных полей пятенной зоны, а совершенно особое явление.

Литература

1. *Hoeksema J.T.* // J. Geomagn. Geoelectr. 43, Suppl. 1, 59, 1991.
2. *Akhtemov Z.S. et al.* // Adv. Space Res. 55, no. 3, 968, 2015.
3. *Miletsky E.V., Ivanov V.G., Nagovitsyn Yu.A.* // Adv. Space Res., 55, no. 3, 780, 2015.
4. *Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G.* // Solar Phys., 289, 2845, 2014.

ХАОТИЧЕСКОЕ ПОВЕДЕНИЕ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ ПРОСТЕЙШИХ ТОКОВЫХ СИСТЕМ

Веселовский И.С.[1,2], Лукашенко А.Т.[1]

[1]*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва*

[2]*Институт космических исследований РАН, Москва*

CHAOTIC BEOHAVIOUR OF THE MAGNETIC FIELD LINES NEAR SIMPLE CURRENT SYSTEMS

Veselovsky I.S.[1,2], Lukashenko A.T.[1]

[1]*Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

[2]*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

It is often believed that the magnetic field lines which do not have singular points are closed. Open field lines are presented on the basis of known simple examples, such as the field of a straight current-carrying conductor or a ring coil, as exceptions. However, numerical calculations and analyzes in some cases show the opposite. I.E. Tamm have given an example [1] of nested magnetic surfaces formed by unclosed and closed magnetic field lines which alternate as irrational and rational numbers on a number line. Even in such a simple system as a system of two coupled coils with current cardinality of the set of unclosed field lines equivalents to the continuum, whereas the closed lines represent only a countable set.

Введение

Уравнение линий магнитного поля имеет вид:

$$\frac{dx}{B_x} = \frac{dy}{B_y} = \frac{dz}{B_z} = \frac{ds}{|\mathbf{B}|}, \qquad (1)$$

где ds – элемент длины линии. Будем называть точку регулярной (неособой), если магнитное поле в ней конечно и в нуль не обращается. Через каждую такую точку проходит линия поля, удовлетворяющая (1), и притом только одна. Зачастую принято думать, что линии магнитного поля, не имеющие особых точек, замкнуты. Незамкнутые линии представляются на основе известных простых примеров, таких как поле прямого проводника с током или кольцевого витка, как исключение.

Однако численные расчеты и аналитические исследования в ряде случаев показывают обратное [2, 3]. Уже в некоторых простых системах мощность множества незамкнутых линий эквивалентна континууму, тогда как замкнутые линии или образуемые ими магнитные поверхности составляют лишь счётное множество. Пример второго варианта даёт система И.Е. Тамма, составленная из кругового витка с током и идущего по его оси прямого тока [1].

Сцепленные токи

Нами была рассмотрена система, состоящая из двух одинаковых сцепленных токовых витков (см. рис. 1). При расчёте хода линии магнитного поля стартовая точка бралась на оси x при $x>1$, т.е. за краем витка № 1. При близости её к его краю, т.е. к $x=1$, картина напоминает тороидальную магнитную поверхность из примера Тамма, но деформированную: с утоньшением во внутренней части (вблизи центра системы) и утолщением во внешней. Однако с удалением точки старта видимая правильность хода линии нарушается, линия не ложится на какую-либо поверхность, хотя её начальный участок и образует своего рода "квазитороид", и, сделав некоторое число обходов вокруг витка № 1, "срывается" и уходит к витку № 2. Переход от упорядоченного состояния хорошо прослеживается на примере линий, проходящих вблизи замкнутой линии, для которой число обходов вдоль витка № 1 и число его обвитий соотносятся как 1:6 (стартовая точка при $x\approx 1.29365$, рис. 2). При ещё более удалённом расположении точки старта характерно зацепление линии то за один виток, то за другой (как на рис. 1а в [3]).

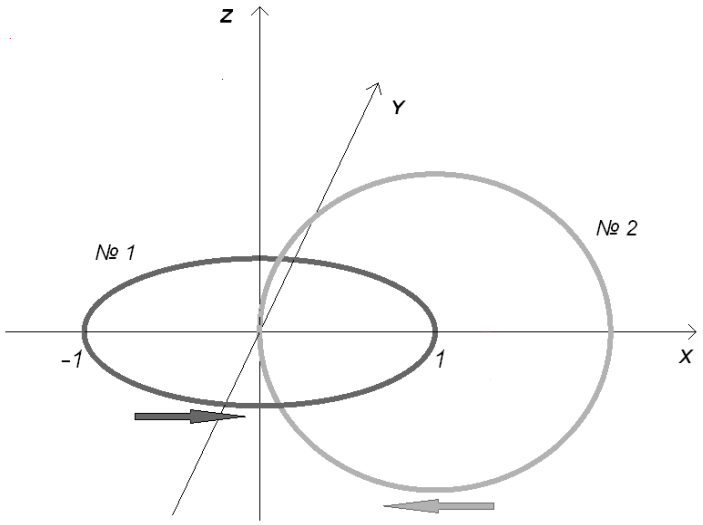


Рис. 1. Сцепленные круговые витки с током. Радиус витков единичный. Виток № 1 с центром в начале координат располагается в плоскости *xy*, виток № 2 с центром в точке $x=1$, $y=z=0$ — в плоскости *xz*. Токи одинаковы по силе, их направления показаны стрелками.

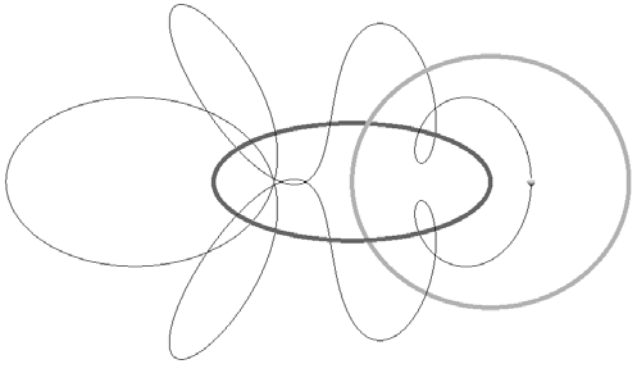


Рис. 2. Замкнутая линия 1:6. Положение стартовой точки обозначено кружком.

Аналогично линии 1:6 можно построить замкнутую линию 1:7 (стартовая точка $x \approx 1.27626$) и т.д. Точно так же счётную систему замкнутых линий можно построить, приближаясь к краю витка при $x < 1$. Такие же системы замкнутых линий имеются вблизи кольца № 2. Однако, в отличие от примера Тамма, описанные замкнутые линии являются изолированными и не образуют рациональных магнитных поверхностей.

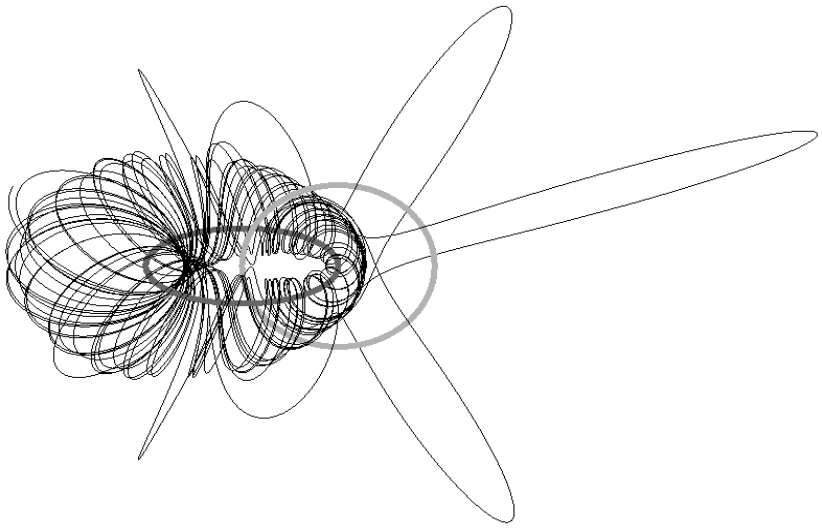


Рис. 3. Линия со стартовой точкой $x = 1.29$, $y = z = 0$.

На рис. 3 показана линия магнитного поля со стартовой точкой $x = 1.29$, а на рис. 4 – сечения Пуанкаре для неё. Заметим, что даже малый сдвиг стартовой точки быстро приводит к значительному изменению формы линии.

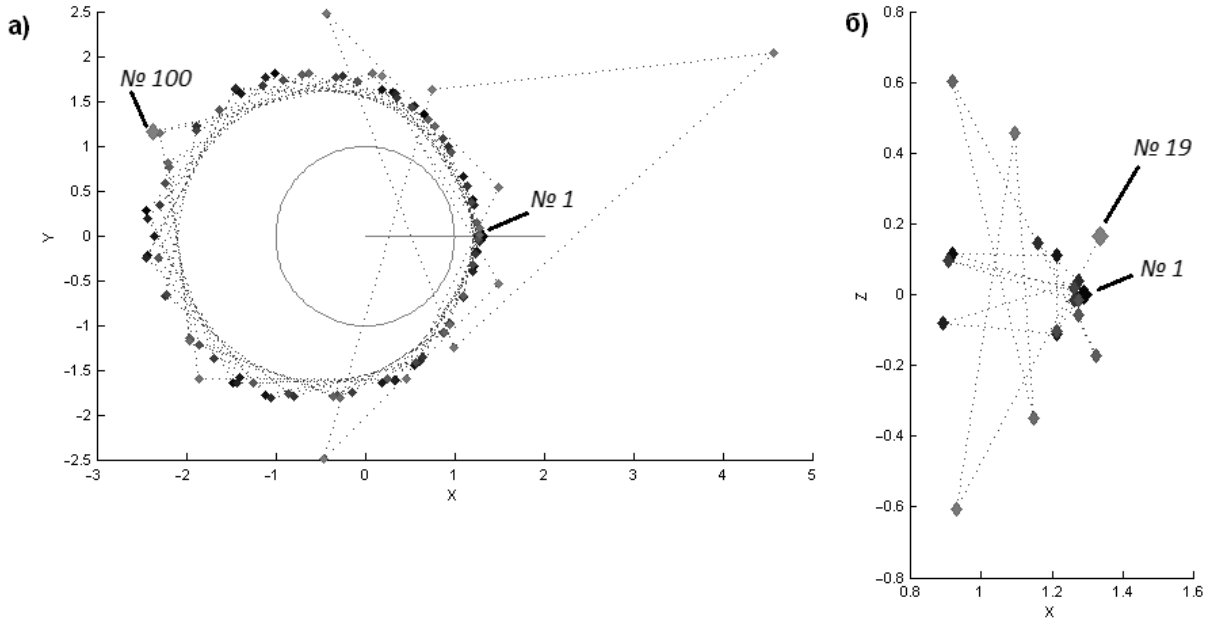


Рис. 4. Сечения Пуанкаре линии со стартовой точкой $x = 1.29$, $y = z = 0$:
а) в плоскости *xy* (100 пересечений), **б**) в плоскости *xz* при $x > 0$ (19 пересечений).

Заключение

В простейшей системе из двух сцепленных токов наблюдаются линии магнитного поля с хаотическим поведением (см. также [3]). В данной системе, по-видимому, имеется лишь счётный набор замкнутых линий. Как правило же, линии не замкнуты.

В МСТ (magnetic charge topology) потоковые трубки солнечного магнитного поля моделируются распределёнными по фотосфере или на некоторой глубине фиктивными магнитными зарядами, а в короне поле считается потенциальным. Существует ряд модернизаций этого подхода, в частности моделирование коронального поля магнитными диполями (см. обзор [4]). Следующим шагом, хотя и сохраняющим высокую степень условности, была бы замена диполей на круговые витки тока. Можно ожидать, что такая замена приведёт к появлению новых эффектов, которые в изначальной предельно упрощённой модели не учитываются.

Литература

1. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
2. *Aguirre J.*, *Peralta-Salas D.* Realistic examples of chaotic magnetic fields created by wires // EPL, **80**. 60007. 2007.
3. *Hosoda M., Miyaguchi T., Imagawa K., Nakamura K.* Ubiquity of chaotic magnetic-field lines generated by three-dimensionally crossed wires in modern electric circuits // Phys. Rev. E., **80**. 067202. 2009.
4. *Longcope D.W.* Topological Methods for the Analysis of Solar Magnetic Fields // Living Rev. Solar Phys., **2**, (2005), 7.

ДИНАМИЧЕСКАЯ СВЯЗЬ АКТИВНОСТИ В СЕВЕРНОМ И ЮЖНОМ ПОЛУШАРИЯХ СОЛНЦА

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.
ГАО РАН, Санкт-Петербург

DYNAMIC INTERRELATION OF ACTIVITY IN NOTHERN AND SOUTHERN SOLAR HEMISPHERES

Volobuev D.M., Makarenko N.G.
Pulkovo Observatory, St. Petersburg

Asymmetry of solar activity between hemispheres is regular phenomenon especially strong during global minima but the nature of asymmetry is unknown, it may be a statistical artifact as well as a physical phenomenon. Here we consider each hemisphere as a separate dynamical system and try to measure interrelation between them using methods of nonlinear chaotic dynamics. We reconstruct the trajectory in 7-dimensional phase space for each hemisphere using Takens's algorithm with smoothed daily sunspot area as a chaotic observable. Let's chose an ε-ball to constrain close enough trajectories in one system and calculate respective distances in another system. These distances, normalized by ε, will not change with ε if the second system is independent of the first. The measure is asymmetric relative to permutation of the systems and this fact allows us to reveal which system is a driver. Using Greenwich catalog of sunspot area we calculated the force and direction of dynamic interrelation between solar hemispheres for cycles № 12–24.

We found that driver hemisphere typically has smaller area of sunspots. The driving force has negative correlation with traditional (N-S)/(N+S) asymmetry. This driving force however was very high for cycles № 14 and № 23 with quite moderate asymmetry. So driving force could be considered as a new index of dynamical asymmetry which measures influence of solar hemispheres on each other.

Асимметрия солнечной активности по полушариям достаточно хорошо изучена эмпирически по площадям пятен [1], что подразумевает ее стохастическую природу, при этом статистическую значимость самого существования асимметрии невозможно доказать [2]. Модельный подход [3], с привлечением данных о полярных факелах, предполагает, что асимметрия напрямую связана с полоидальным полем, амплитуда которого, все же, меняется стохастически. Альтернативная точка зрения предполагает динамическую связь асимметрии с меридиональной циркуляцией [4], что позволяет строить, в частности, эмпирический прогноз следующего цикла активности, но предполагает наличие 22-летнего цикла в асимметрии.

В данной работе мы применяем подход нелинейной динамики [5] к полушариям как отдельным динамическим системам, при этом мы пытаемся установить не только наличие связи между ними, но и направление, т.е. установить, какое из полушарий является «драйвером» в каждом цикле. Подход [5] основан на реконструкции пространства вложения из одной

наблюдаемой (в нашем случае это Гринвичский каталог площадей солнечных пятен http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml)

$$x_i^M = M^{-1/2}\left\{x_i, x_{i+\tau}, ..., x_{i+\tau(M-1)}\right\},\ y_i^M = M^{-1/2}\left\{y_i, y_{i+\tau}, ..., y_{i+\tau(M-1)}\right\},$$

здесь x и y – наблюдаемые, M = 7 – размерность пространства вложения. τ = 50 дней – время запаздывания, достаточное для разделения траекторий аттрактора из наблюдаемых площадей пятен (рис. 3). Теперь рассмотрим по аналогии с корреляционной размерностью условную дисперсию

$$\sigma_{xy}^M(\varepsilon) = \left(\frac{\sum_{i\neq j} \| y_i^M - y_j^M \|^2\, \theta(\varepsilon - \| x_i^M - x_j^M \|)}{\sum_{i\neq j} \theta(\varepsilon - \| x_i^M - x_j^M \|)}\right)^{1/2}, \quad (1)$$

здесь θ – функция Хевисайда. σ_{xy} показывает дисперсию точек траекторий y при ограничении соответствующих (по времени) точек x в пределах ε – шара. Для примера рассмотрим связанные отображения Хеннона.

$$x_{n+1} = 1 + y_n - 1.4x_n x_n,\ y_{n+1} = 0.3x_n + \alpha(v_n - y_n), \quad (2)$$

$$u_{n+1} = 1 + v_n - 1.4u_n u_n,\ v_{n+1} = 0.3u_n + \beta(y_n - v_n), \quad (3)$$

Условная дисперсия как функция ε (рис. 1) остается примерно постоянной при α = 0 – отсутствии влияния системы с наблюдаемой u (3) на систему с наблюдаемой x (2), τ = 1. Поскольку β = 0.03 – это случай, когда (2) управляет (3) наиболее сильно, и он соответствует крайней левой точке на рис. 2.

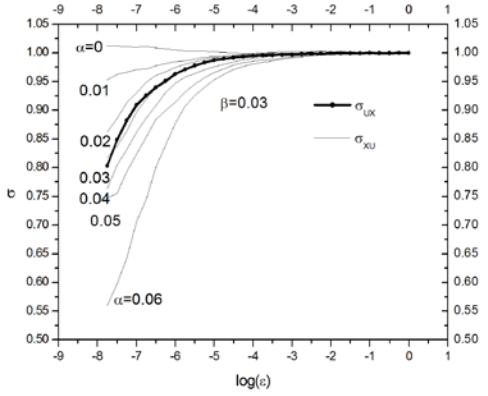


Рис. 1. Условная дисперсия (1) при различных значениях параметра связи α между отображениями Хеннона (2) и (3) при β = 0.03.

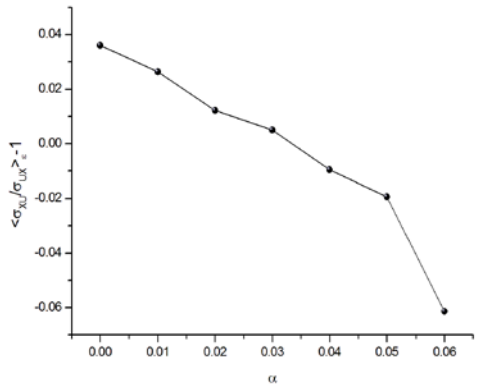


Рис. 2. Зависимость вычисленной силы управления от переменного значения параметра α при β = 0.03.

При увеличении α до α = β = 0.03, кривые σ(ε) для двух направлений связи совпадают, но не постоянны (рис. 1) – связь есть, но она симметрична. На рис. 2 сила управления для этого случая близка к нулю. При дальнейшем увеличении α>β и сила управления меняет знак. Таким образом, предложенная нами сила управления

$$F = \left\langle \frac{\sigma_{xy} - \sigma_{yx}}{\sigma_{yx}} \right\rangle_{\varepsilon} \tag{4}$$

является информативной оценкой силы и направления связи между взаимодействующими динамическими системами.

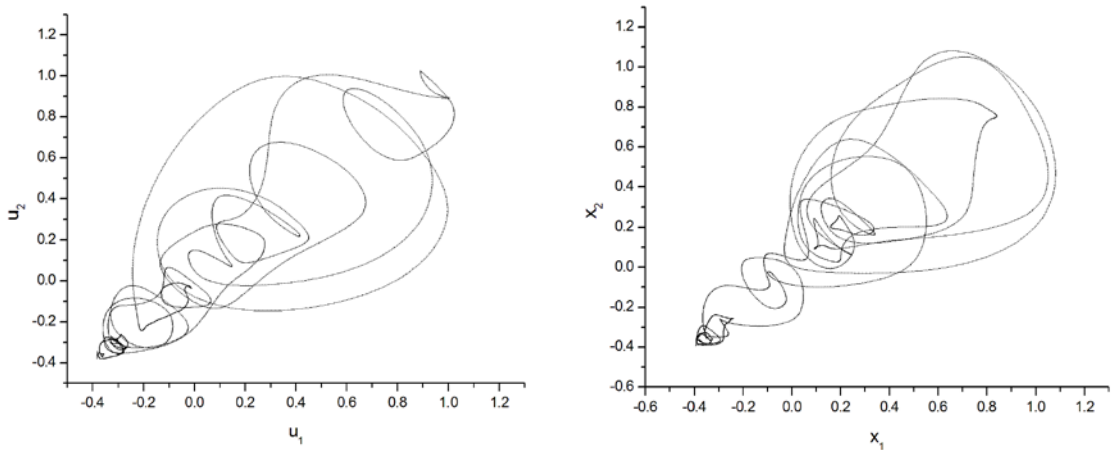


Рис. 3. Пример проекции пространства Такенса для южного (*слева*) и северного (*справа*) полушарий Солнца, 12-й цикл.

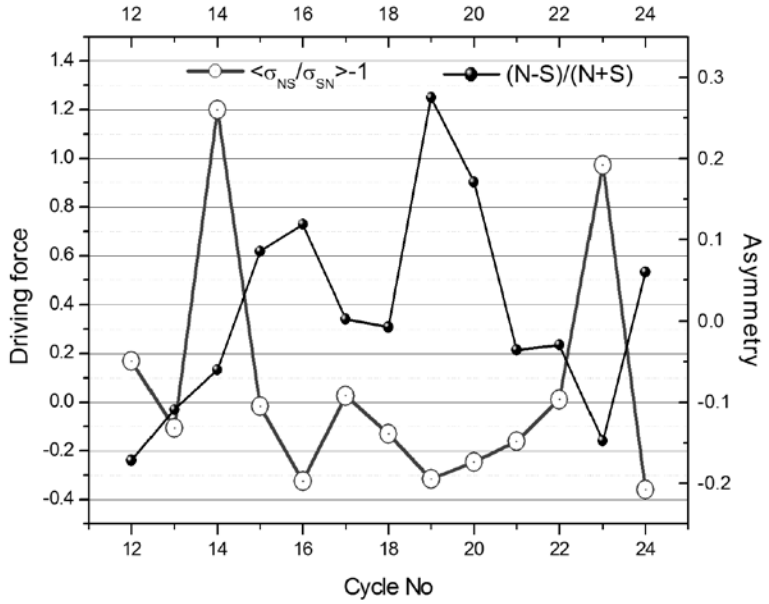


Рис. 4. Сила управления и традиционный индекс асимметрии в циклах 12–24 по Гринвичскому каталогу площадей солнечных пятен.

Для Гринвичского ряда площадей пятен траектории наблюдаемых ежедневных площадей для каждого полушария были сглажены сплайнами за 28 дней, для реконструкции пространства Такенса (рис. 3) использовалось $\tau = 50$ дней. Таким образом, мы исследовали в основном циклы длительностью в один оборот Солнца на протяжении каждого из 11-летних циклов. Изменение от цикла к циклу силы управления между полушариями (рис. 4) в целом антикоррелирует с традиционным индексом асимметрии (N–S)/(N+S).

Выводы

Полушария Солнца можно рассматривать как отдельные, но связанные динамические системы, при этом как сила, так и направление связи изменяются от цикла к циклу. Наличие сильного управления одного полушария другим для некоторых циклов подтверждает наличие асимметрии как физического явления, а не статистического артефакта. Это говорит о перспективности построения прогностических моделей, разделяющих полушария Солнца [напр., 4] и физических моделей динамо, учитывающих асимметрию [3, 5–6]. При этом следует заметить, что 22-х летний цикл в индексе силы управления отсутствует, а вековой трудно обосновать из-за короткого отрезка имеющихся наблюдательных данных.

Наиболее сильно выраженное управление северного полушария южным наблюдалось в 14 и 23 циклах, в то время как в большинстве циклов наблюдалось слабое управление южного полушария северным.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-01-09156 и МОН РК 2308/GF3.

Литература

1. *Carbonell M., Oliver R., Ballester J.L.* On the asymmetry of solar activity // Astronomy and Astrophysics. 1993. Т. 274. С. 497.
2. *Carbonell M. et al.* The statistical significance of the North-South asymmetry of solar activity revisited // Astronomy & Astrophysics. 2007. Т. 476. № 2. С. 951–957.
3. *Goel A., Rai Choudhuri A.* The hemispheric asymmetry of solar activity during the last century and the solar dynamo // Research in Astronomy and Astrophysics. 2009. Т. 9. № 1. С. 115–126.
4. *Javaraiah J.* North-south asymmetry in solar activity: predicting the amplitude of the next solar cycle // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters. 2007. Т. 377. № 1. С. L34–L38.
5. *Čenys A., Lasiene G., Pyragas K.* Estimation of interrelation between chaotic observables // Physica D: Nonlinear Phenomena. 1991. Т. 52. № 2. С. 332–337.
6. *Olemskoy S.V., Kitchatinov L.L.* Grand minima and North-South asymmetry of solar activity // The Astrophysical Journal. 2013. Т. 777. № 1. С. 71.
7. *Passos D. et al.* A solar dynamo model driven by mean-field alpha and Babcock-Leighton sources: fluctuations, grand-minima-maxima, and hemispheric asymmetry in sunspot cycles // Astronomy & Astrophysics. 2014. Т. 563. С. A18.

ЭВОЛЮЦИЯ ЛАПЛАСИАНА БОХНЕРА ДЛЯ МАГНИТОГРАММ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г., Князева И.С.
ГАО РАН, Санкт-Петербург

EVOLUTION OF BOCHNER LAPLACIAN FOR MAGNETOGRAMS OF SOLAR ACTIVE REGIONS

Volobuev D.M., Makarenko N.G., Knyazeva I.S.
Pulkovo Observatory, St. Petersburg

Search for a predictor of strong flare is important task for solar physics. Here we consider the magnetograms (LOS SDO/HMI instrument) for active region (AR) 2034, 2035 and 2036. All three AR were observed on the Sun at about the same time, characterized by low probability of flare events according to forecast at www.solarmonitor.org, however AR 2036 only produced X1-flare. We propose that Bochner's Laplacian is a descriptor which could help to see the difference for these and similar ARs. The Laplacian is associated with the flow of Ricci curvature and with topological invariants of the observed field – Betti numbers for compact manifolds. Using discrete version of Morse theory, we consider each pixel of energy flux (B^2) image as a simplex and calculate its combinatorial Bochner Laplacian. It was found that Laplacian reveals polarity inversion line and few pixels with anomalous amplitude which likely should be a source of electromagnetic waves. Evolution of total spatial variation of the Laplacian has a number of maxima in time for each of examined AR. However, the maxima in AR 2034 and 2035 have relatively low amplitude, while the highest maximum precedes X1-flare in AR 2036 by about 29 hours. So this total variation could be considered as a candidate for possible predictor.

Современные прогнозы вспышек основаны на десятках предикторов [1, 2]. Их выбор обусловлен богатой наблюдательной феноменологией и эвристическими соображениями о критическом уровне сложности, в геометрии и топологии активной области (АО), которая предшествует вспышке. Недавний сравнительный анализ [3] показал, что результативность различных предикторов вспышек не превышает оценок традиционного морфологического прогноза, основанного на классификации Макинтоша. Возможная причина низкой эффективности использования этих предикторов заключается в высокой взаимной корреляции предикторов и их слабой связью с предвсышечными паттернами.

В настоящей работе мы рассматриваем обобщенный лапласиан Бохнера как возможный дескриптор, который может быть использован в прогностических моделях. Этот оператор известен из дифференциальной геометрии. Он является метрическим инвариантом, связан с кривизной и топологическими характеристиками многообразия – числами Бетти [4]. Его можно вычислить для изображения, используя дискретный вариант теории

Морса [5], в которой каждый пиксель рассматривается как симплекс (рис. 1). Математические детали техники Бохнера можно найти в [6, 7].

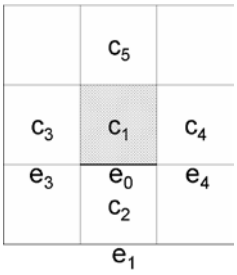


Рис. 1. Представление пиксельной структуры изображения в виде клеток c и ребер e. Нумерация клеток и ребер соответствует формулам.

Сначала необходимо вычислить так называемый грубый лапласиан $\square_2(c_1,c_2)=\frac{\omega(e_0)}{\sqrt{\omega(c_1)\omega(c_2)}}$ и 2-кривизну $F_2=\sum_{e<c_1}\left(\frac{\omega(e)}{\omega(c_1)}-\frac{\omega(e)}{\sqrt{\omega(e_0)\omega(e_1)}}\right)$ [6]. Здесь за комбинаторный вес $\omega(c)$ клетки мы принимаем амплитуду магнитной энергии в данном пикселе (B^2) а за вес ребра $\omega(e)$ – среднюю магнитную энергию пикселей, граничащих по этому ребру. Граничные пиксели мы обрезаем. Отсюда комбинаторный 2-лапласиан Бохнера для клетки определяется как разность [7]

$$B_{2c}=\square_2-F_2 \qquad (1)$$

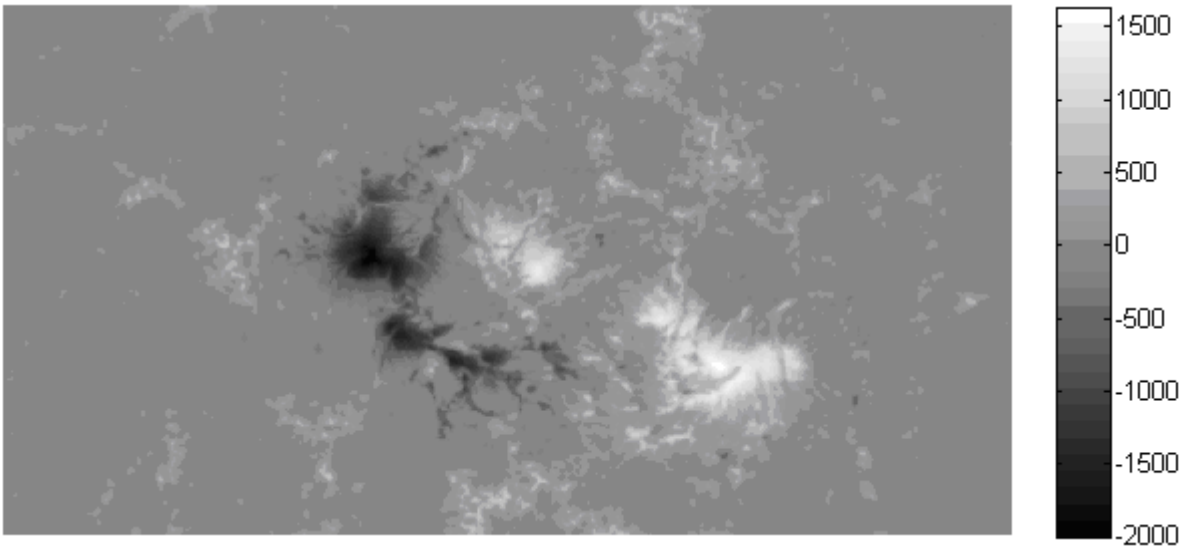


Рис. 2. Пример магнитограммы LOS SDO/HMI области 2036 за 4 часа до вспышки X1, масштаб в Гауссах.

Мы применили этот формализм к LOS SDO/HMI магнитограммам http://hmi.stanford.edu/ (рис. 2) для АО 2034, 2035 и 2036. Эти АО подробно изучались [3] и известны своей примерно одинаковой сложностью и прогнозом, но из них только АО 2036 дала вспышку X1 18.04.2014 12:36. Эволюция каждой АО рассматривалась на интервале –5 дней до и 2 дня после вспышки, с часовым дискретом по времени. Значения магнитного поля для

каждой магнитограммы возводились в квадрат, чтобы получить аналог магнитной энергии в каждом пикселе.

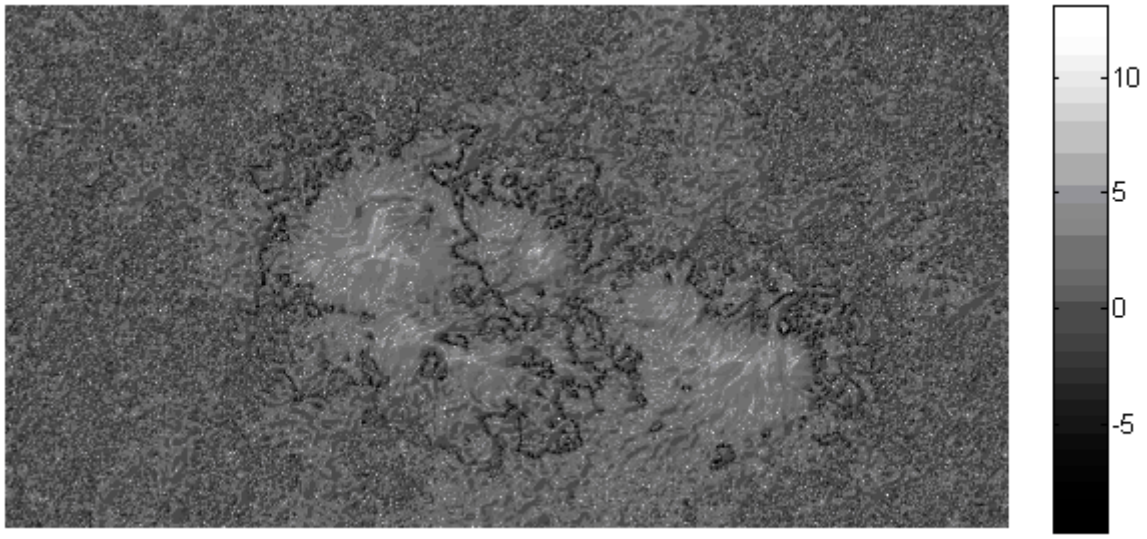


Рис. 3. Пример вычисленного Лапласиана Бохнера от магнитной энергии области 2036 за 4 часа до вспышки X1, масштаб логарифмический.

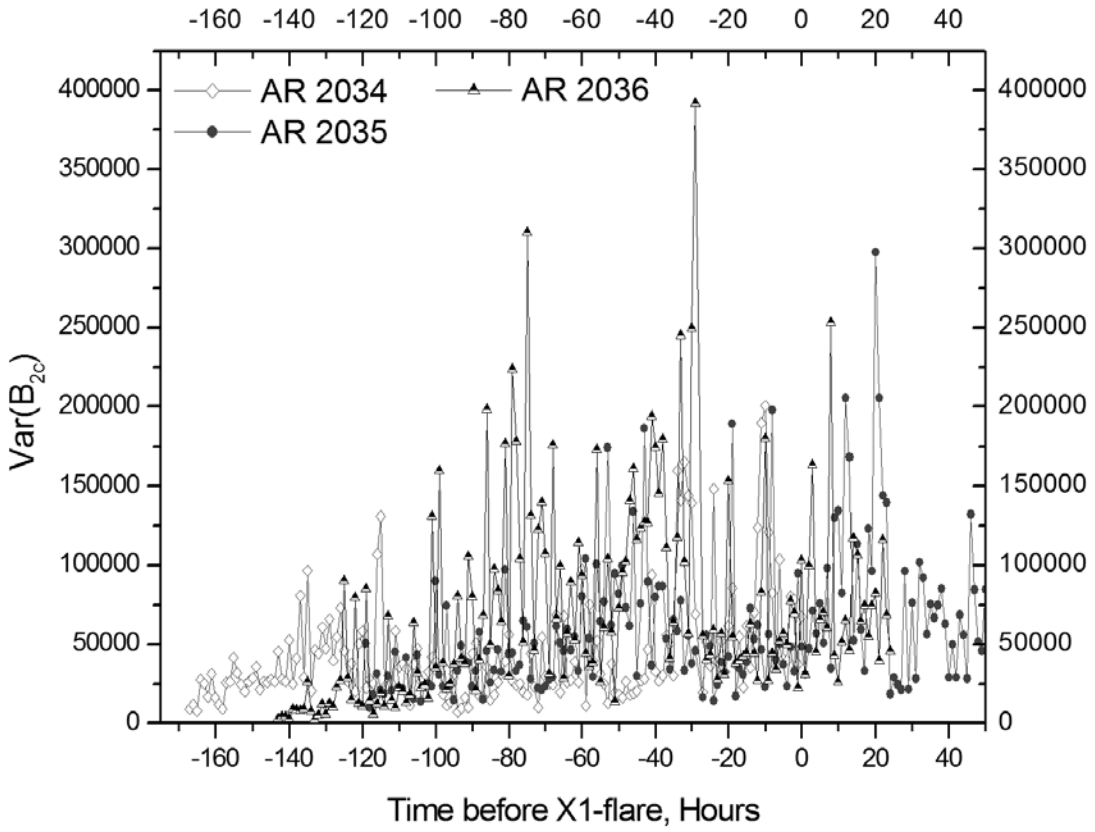


Рис. 4. Эволюция полной пространственной вариации лапласиана Бохнера магнитной энергии областей 2034, 2035 и 2036. Нулевой отсчет по оси абсцисс соответствует моменту вспышки X1 18.04.2014 12:36 http://solardemon.oma.be/science/flares.php.

Полученные величины масштабировались на 2000×2000 Гаусс^2. Пример вычисленного комбинаторного 2-лапласиана Бохнера от магнитной

энергии показан на рис. 3. Хорошо видна структура, образующая нейтральную линию и отдельные точки в области максимума каждой полярности. Затем, для каждой магнитограммы вычислялась пространственная вариация лапласиана Бохнера $Var\left\{B_{2c}(B^2)\right\} = \max\left\{B_{2c}(B^2)\right\} - \min\left\{B_{2c}(B^2)\right\}$, отслеживающая амплитуду локализованных отрицательных выбросов. Вариации демонстрируют ряд максимумов по времени (рис. 4), которые для «вспышечной» АО 2036 имеют систематически большую амплитуду, по сравнению со «спокойными» АО 2034 и 2035. Наибольший максимум наблюдается в АО 2036 за 29 часов до вспышки. Можно предположить, что этот параметр является возможным предвестником.

Выводы

Комбинаторный лапласиан Бохнера позволяет выделить нейтральную линию магнитограммы и отделить от фона области сильного магнитного потока. АО, как правило, содержат сильно локализованные структуры с аномально большими отрицательными значениями лапласиана. Возможно, что именно эти структуры являются эффективным предвестником сильных вспышек на магнитограмме. Подтверждение этого вывода требует, разумеется, представительной статистики.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 15-01-09156 и МОН РК 2308/GF3

Литература

1. *Barnes G., Leka K.D.* Evaluating the performance of solar flare forecasting methods // The Astrophysical Journal Letters. 2008. Т. 688. № 2. С. L107.
2. *Bloomfield D.S. et al.* Toward reliable benchmarking of solar flare forecasting methods // The Astrophysical Journal Letters. 2012. Т. 747. № 2. С. L41.
3. *Knyazeva I.S., Makarenko N.G., Urt'ev F.A.* Comparison of the Dynamics of Active Regions by Methods of Computational Topology // Geomagnetism and Aeronomy, 2015. 55, 1.
4. *Bochner S.* Curvature and Betti numbers // Annals of Mathematics. 1948. С. 379–390.
5. *Knudson K.P.* Morse theory: Smooth and Discrete – 2015. – World Scientific. – 181 p.
6. *Forman R.* Bochner's method for cell complexes and combinatorial Ricci curvature // Discrete and Computational Geometry. 2003. Т. 29. № 3. С. 323–374.
7. *Saucan E. et al.* Combinatorial Ricci curvature and Laplacians for image processing // Image and Signal Processing, 2009. CISP'09. 2nd International Congress on. – IEEE, 2009. С. 1–6.

МЕТОД ВЫЯВЛЕНИЯ ВЛИЯНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА СОДЕРЖАНИЕ ВОДЯНОГО ПАРА В АТМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Галкин В.Д., Никанорова И.Н.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

METHOD FOR DETECTION OF THE SOLAR ACTIVITY INFLUENCE ON CONTENT OF WATER VAPOR IN EARTH'S ATMOSPHERE

Galkin V.D., Nikanorova I.N.
Central Astronomical Observatory of Pulkovo, St. Petersburg

The content of water vapor in the Earth's atmosphere (precipitable water) is analyzed as a function of the surface temperature during such periods of solar activity as the Forbush decreases and proton enhancements. Data are studied for 36 Forbush decreases and 16 proton enhancements during 23 cycle of solar activity. It is shown that there is a systematic difference in the content of water vapor in the atmosphere. The content of water vapor during the Forbush decreases is greater than that in periods of proton enhancements.

Введение

В работе [1] нами была предпринята попытка изучить поведение водяного пара в земной атмосфере во время таких событий, связанных с солнечной активностью, как форбуш-понижения и протонные возрастания. Мы полагали, что такие данные могут быть интересны в связи с проблемой формирования и распада облачности во время упомянутых событий [2–5]. Поскольку эта проблема вызвала значительный интерес в мировой литературе, количественные данные о поведении водяного пара в атмосфере в течение цикла солнечной активности могут послужить дополнительным аргументом в разгоревшемся споре [6, 7]. Нами было установлено, что содержание водяного пара увеличивается во время форбуш-понижений и уменьшается во время протонных возрастаний. Этот вывод согласуется с заключениями, полученными в ряде работ об уменьшении облачности во время форбуш-понижений и увеличении во время протонных возрастаний. Полученные нами результаты имели скорее качественный характер, и дальнейший их анализ и уточнение крайне необходимы для количественной оценки влияния солнечной активности на процессы в земной атмосфере.

В данной работе мы использовали те же данные о содержании водяного пара, что и в работе [1], но попытались проанализировать их другим способом, рассматривая количественные изменения содержания водяного пара в атмосфере как функцию температуры и изменение этой функции в зависимости от типа выбранных событий.

Метод

Основной вклад в величину интегрального содержания водяного пара в атмосфере (осажденная вода) вносят нижние слои тропосферы, в которые водяной пар поступает в процессе испарения. Интенсивность этого процесса определяется температурой и относительной влажностью воздуха, скоростью ветра. Характер погоды – Солнце, облака, дождь – также вносит свои изменения. Рассмотрение всех сопутствующих обстоятельств требует значительных усилий не только при попытке количественной оценки влияния каждого из них, но даже и для получения соответствующей метеорологической информации за прошедший цикл солнечной активности.

Для начала мы изучили, как изменяется количество осажденной воды в функции температуры для всей совокупности данных для форбуш-понижений или протонных возрастаний в течение всего цикла солнечной активности. Как мы уже сказали, основной вклад в интегральное содержание водяного пара в атмосфере дают нижние слои тропосферы. Это дает основание в качестве температуры использовать данные о наземной температуре, сведения о которой были взяты из архива GisMeteo для Берлина (40 км от Линденберга). Если нанести на график, где данные о содержании водяного пара нанесены в зависимости от температуры за все дни, когда имели место форбуш-понижения или протонные возрастания в течение всего цикла солнечной активности или его части, можно определить характеристики функции, наилучшим образом представляющей набор данных. На рис. 1 приведены данные измерений осажденной воды, выполненные в дневное время в течение 23 цикла солнечной активности (36 форбуш-понижений и 16 протонных возрастаний), в зависимости от наземной температуры и их линейная аппроксимация. На рис. 2 представлены аналогичные данные для тех же самых событий в ночное время.

Согласно работе [1], ожидается увеличение содержания водяного пара во время форбуш-понижений и его уменьшение после протонных возрастаний. Действительно, при рассмотрении рис. 1 и рис. 2 мы видим, что при различных температурах, независимо от сезона, водяного пара в атмосфере при форбуш-понижениях больше, чем при протонных возрастаниях

Как можно видеть из сравнения рис. 1 и рис. 2, характеризующих водяной пар в ночной и дневной атмосфере, результаты аппроксимации близки. Это обстоятельство свидетельствует о надежности результатов и о том, что особенности дневной и ночной атмосферы не оказывают влияния на результат. Из рисунков 1 и 2 также следует, что рассеяние данных заметно увеличивается с ростом температуры. Это связано с тем, что в зимнее время при низких температурах относительная влажность близка к 100%, в то время как в летнее время имеют место значительные колебания относительной влажности (20%–100%). В результате этого мы получаем большое рассеяние данных при высоких значениях температуры. Разумеется, если рассматривать изменение количества осажденной воды в зави-

симости от наземной абсолютной влажности, разброс данных должен уменьшиться, однако, к сожалению, нам пока не удалось получить соответствующие данные.

День

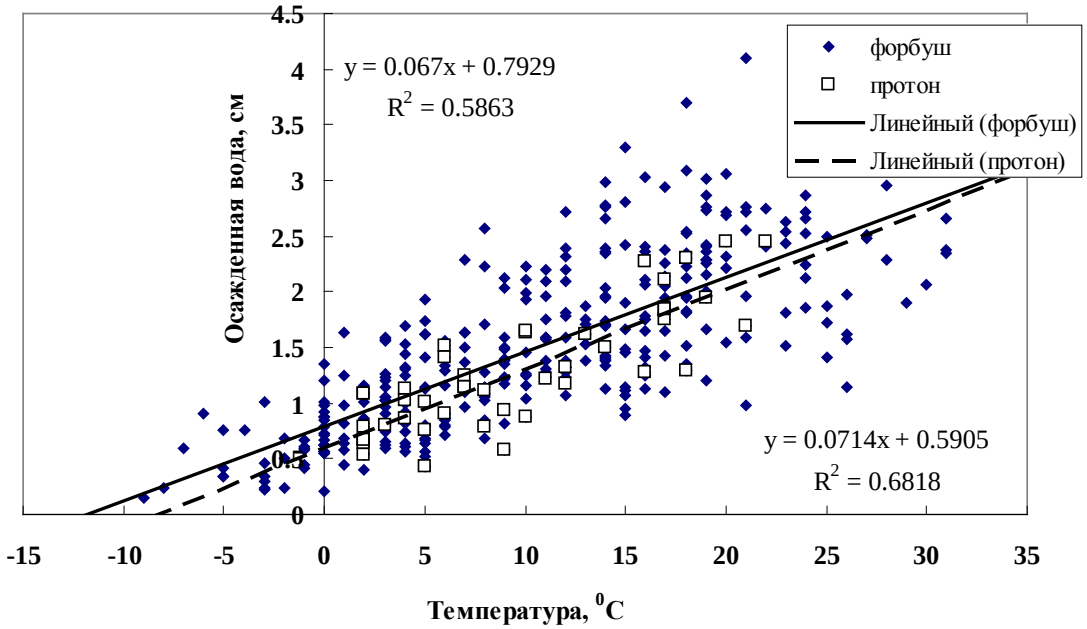


Рис. 1.

Ночь

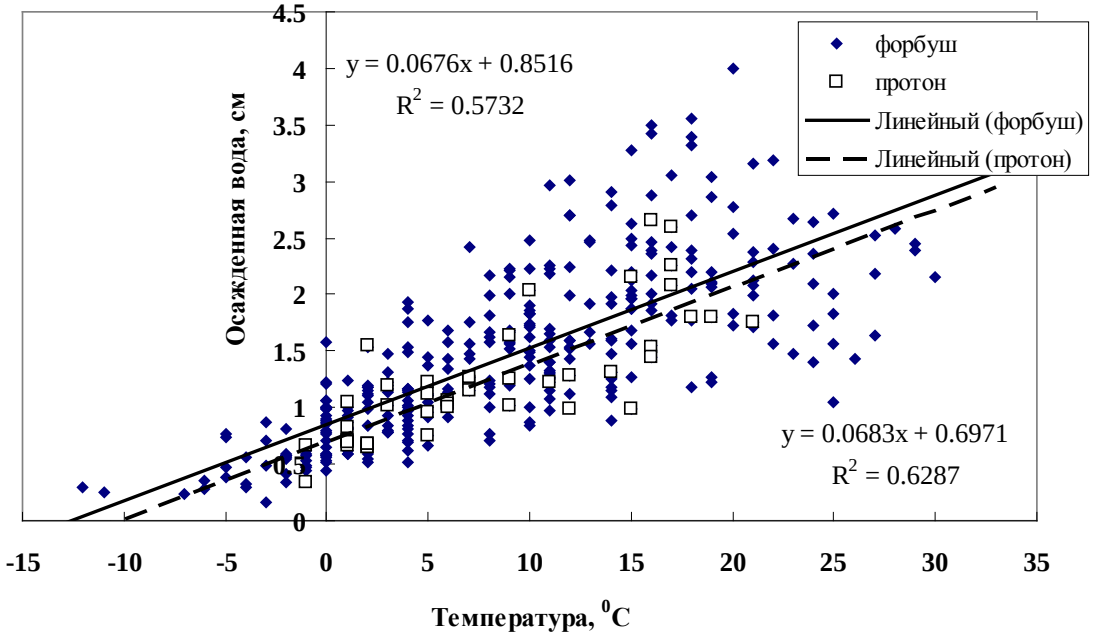


Рис. 2.

Объединяя данные по водяному пару в различные периоды с однотипными погодными условиями, и сравнивая их таким же образом, как представлено на рис. 1–2, мы сможем выявить особенности поведения водяного пара в различных погодных ситуациях. Это позволит внести соответствующую коррекцию и уменьшить колебания содержания водяного пара, связанные с различными атмосферными возмущениями. В свою очередь, это позволит более качественно выделить часть, связанную с солнечными событиями, и более детально исследовать характер поведения водяного пара в процессе этих событий.

Заключение

Мы надеемся, что применение предложенного метода, в котором анализируется зависимость количества осажденной воды от температуры при различных атмосферных условиях, позволит оценить вклад различных погодных ситуаций в величину интегрального содержания водяного пара в атмосфере. Это, в свою очередь, позволит уменьшить рассеяние данных при изучении влияния на его содержание солнечных событий. Освободив исходные данные от атмосферных помех, связанных с погодными особенностями, можно будет вернуться к методу наложения эпох и более подробно исследовать поведение водяного пара после начала возмущения, а также изучить масштабы отклика в зависимости от интенсивности события. Считаем, что успех в значительной степени будет зависеть от полноты данных о метеорологической обстановке, при которой получены данные.

Литература

1. *Галкин В.Д., Никанорова И.Н.* Солнечная и солнечно-земная физика-2014. С. 95–98, 2014.
2. *Веретененко С.В., Пудовкин М.И.* Геомагнетизм и аэрономия. Т. 34. № 4. С. 38–44. 1994.
3. *Веретененко С.В., Пудовкин М.И.* Геомагнетизм и аэрономия. Т. 36. № 1. С. 153–156. 1996.
4. *Svensmark H., Bondo T., Svensmark J.* Geophysical Research Letters. V. 36. Issue 15. L15101. P. 1–4. 2009.
5. *Dragić A., Aničin I., Banjanac R., Udovičić V., Joković D. Maletić D. Puzović J.* Astrophys. Space Sci. Trans. 7. P. 315–318. 2011.
6. *Laken, B, Čalogović, J.* Geophysical Research Letters, V. 38, L24811, P. 1–6, 2011.
7. *Laken, B., Palle, E., Calogovic, J., Dunne, E.* Journal of Space Weather and Space Climate, V. 2, id.A18, P. 1–13, 2012.

SUNSPOT CYCLE 24: IS SUN ENTERING A GRAND MINIMUM?

Georgieva K.[1], Kirov B.[1], Nagovitsyn Yu.[2,3], Obridko V.[4]
[1]*SRTI-BAS, Sofia, Bulgaria*
[2]*Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*
[3]*SUAI, St. Petersburg, Russia*
[4]*IZMIRAN, Troitsk, Russia*

ЦИКЛ 24: СОЛНЦЕ ВХОДИТ В ГРАНДИОЗНЫЙ МИНИМУМ?

Георгиева К.[1], Киров Б.[1], Наговицын Ю.[2,3], Обридко В.[4]
[1]*ИКИТ-БАН, София, Болгария*
[2]*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*ГУАП, Санкт-Петербург, Россия*
[4]*ИЗМИРАН, Троицк, Russia*

Во время периодов „нормальной” активности солнечное динамо работает в умеренно адвективно-доминированном режиме в верхней части конвективной области и в диффузионно-доминированном режиме в основании конвективной области. Это можно установить из корреляций между скоростями поверхностной и глубокой меридиональной циркуляции и амплитудой максимума следующего цикла солнечных пятен. Во время больших максимумов солнечной активности динамо переключает в другом режиме. В последнем цикле солнечных пятен корреляции между скоростями циркуляции и максимумом солнечных пятен изменились, но это еще не является началом большого минимума, так как не наблюдается дополнительная особенность – резкое уменьшение скорости поверхностной циркуляции и отношения скоростей поверхностной и глубокой циркуляции.

According to the classical flux-transport solar dynamo mechanism, the sunspot cycle is produced by an oscillation between toroidal and poloidal components, similar to the oscillation between kinetic and potential energies in a simple harmonic oscillator [Parker, 1955]. The upper part of the Sun, the convection zone, stretching down to 0.7 solar radii, rotates differentially, with the rotation rate highest at the equator and decreasing with increasing latitude, while the radiation zone beneath rotates rigidly. Due to the interaction with convection, the magnetic field in the convection zone concentrates in bundles of field lines – magnetic field tubes. At the tachocline, the thin boundary between the convection and radiation zones, the differential rotation stretches the magnetic field tubes in east-west direction, thus transforming the poloidal field into toroidal. When the toroidal magnetic field is strong enough, the field tube becomes buoyant and emerges, piercing the solar surface in two spots with opposite magnetic polarities – sunspots.

The mechanism for poloidal field regeneration was proposed by Babkock [1961] and mathematically developed by Leighton [1969]: Due to the Coriolis force acting on the emerging field tube, the bipolar pair of spots is tilted with the

leading (in the direction of solar rotation) spot at lower heliolatitude than the trailing spot ("Joy's law"). Late in the sunspot cycle the sunspot pairs appear at low latitudes and the leading spots can diffuse across the equator where their flux is canceled by the opposite polarity flux of the leading spots in the other hemisphere. The flux of the trailing spots and of the remaining sunspot pairs is carried toward the poles. Opposite leading and trailing polarity flux cancels on the way, but as there is excess trailing polarity flux, the net flux reaching the poles has the polarity of the trailing sunspots. It first cancels the polar field of the previous solar cycle and then accumulates to form the poloidal field of the next cycle with polarity opposite to the one in the preceding cycle.

In the original Babkock-Leighton mechanism, the flux is carried to the poles by diffusion-like process caused by supergranular convection [Leighton, 1964]. Wang et al. [1991] suggested that an additional factor transporting the flux is a large-scale meridional circulation with a surface flow toward the poles where the poloidal flux accumulates and sinks to the base of the solar convection zone, and a counterflow there which carries it back to low latitudes to be transformed into toroidal flux and to emerge as the sunspots of the nest solar cycle.

Theory predicts that the amplitude and period of the sunspot cycle are determined by the speed of the deep meridional circulation (Wang et al., 2002; Hathaway et al., 2003; 2011; Karak and Choudhuri, 2011), while the regime of operation of the solar dynamo is ruled by the relative importance of the advection by meridional circulation and turbulent diffusion, determining which of the two processes is more efficient in carrying the flux to the poles at the surface and to the equator at the tachocline [Yeates et al. 2000; Hotta and Yokoyama, 2010; Choudhuri, 2011] – in other words, which time scale is shorter: the advection time-scale $\tau_{adv_} = L/V$ or the diffusion time-scale $\tau_{dif} = L^2/\eta$.

At the surface $\tau_{adv_surf} = L_{surf}/V_{surf}$, and $\tau_{dif_surf} = L_{surf}^2/\eta_{surf}$ where L_{surf} is the distance from sunspot latitudes to the poles, η_{surf} is the diffusivity in the upper part of the solar convection zone, and V_{surf} is the speed of the surface poleward circulation. If $\boldsymbol{\tau_{adv_surf} < \tau_{dif_surf}}$ (**advection dominated regime**), the meridional circulation carries the flux to the poles before it can reach there by means of random supergranular diffusive walk, and in this regime a faster poleward flow means less time for the leading polarity flux to diffuse across the equator and to cancel with the leading polarity flux in the opposite hemisphere, so more leading polarity flux will be carried to the poles, canceling on the way part of the trailing-polarity flux. Less uncanceled trailing-polarity flux will reach poles to form the polar field of the next cycle, and a weaker toroidal field will be generated at the base of the convection zone from this weaker polar field [Wang et al., 2002]. Jiang et al. [2007] have calculated that the regime in the upper part of the convection zone is advection dominated if $\eta_{surf} \sim 10^{11}$ cm^2/s.

If $\boldsymbol{\tau_{dif_surf} < \tau_{adv_surf}}$ (**diffusion dominated regime**), a significant part of the poloidal field radially diffuses down before it can be carried to the poles by the

meridional circulation [Hotta and Yokoyama, 2010], and all of the toroidal field is generated from the flux which has shortcircuited the merifional circulation. Only a small part of the trailing polarity flux reaches high latitudes before being diffused, and reverses the polar field there. In this regime a shorter time for transport of the flux to the poles means a shorter time for diffusion of the flux and therefore a stronger poloidal field. According to Hotta and Yokoyama [2010], the regime in the upper part of the convection zone is diffusion dominated if $\eta_{surf} \sim 2–9.10^{12}$ cm^2/s and $\eta_{surf}/V_{surf} > 2.10^9$ cm.

An **intermediate regime** is also possible, when the speed of the surface meridional circulation is not high enough for an advection dominated regime, and the diffusivity is not high enough for a diffusion dominated regime. In this regime, a part of the flux diffuses to the tachocline before reaching the poles, short-circuiting the meridional circulation, and another part makes the full circle to the poles, down to the base of the convection zone and equatorward to sunspot latitudes. Jiang et al. [2007] estimated that this regime occurs when $\eta_{surf} \sim 1–2.10^{12}$ cm^2/s, and suggested that in this case the polar field at sunspot minimum and the strength of the next sunspot maximum may be correlated not because the polar field is the source of the next sunspot maximum, but because both of them independently arise from the poloidal field produced by the Babcock–Leighton process in the mid-latitudes. In this case, the sunspot maximum will be a superposition of the toroidal field generated by the flux diffused to the tachocline at midlatitudes, and the one which reached the poles and sunk there to the base of the convection zone, so the solar cycle will be double peaked [Georgieva, 2011].

Similarly, there are two possible regimes of operation of the solar dynamo at the base of the solar convection zone: “diffusion dominated” and “advection dominated” [Yeates et al., 2008]. If the diffusion is high, higher speed of the deep circulation leads to a higher sunspot maximum because it means less time for diffusive decay of the poloidal field during its equatorward transport before it can be transformed into toroidal field and hence a higher cycle amplitude. If the diffusive decay is not so important, a higher circulation speed leads to lower cycle amplitude because there is less time to generate toroidal field in the tachocline through which the magnetic fields are swept at a faster speed.

In order to determine in which regime the Sun operates, it is necessary to know the cycle-to-cycle variations of the speed of the surface and deep meridional circulation and the diffusivity in the upper and lower parts of the solar convection zone, and to find their correlation with the magnitude of the polar field and the amplitude of the sunspot maximum. There are no long-term observations of these quantities, but we have evaluated them from geomagnetic data [Georgieva and Kirov, 2011]. A negative correlation is found between V_{surf} and both the magnitude of the polar field (Fig.1a) and the amplitude of the next sunspot maximum (Fig.1b, note the reversed scale of V_{surf}) meaning that in the upper part of the convection zone the Sun operates in advection-dominated regime.

Fig. 1c presents the values of the diffusivity in the upper part of the solar convection zone η_{surf} and the ratio η_{surf}/V_{surf}, and demonstrates that advection does not dominate strongly, therefore in the upper part of the convection zone the dynamo operates in intermediate regime. In the lower part of the convection zone, the correlation between the speed of the deep meridional circulation and the following sunspot maximum is positive (Fig. 1d), therefore the regime there is diffusion dominated.

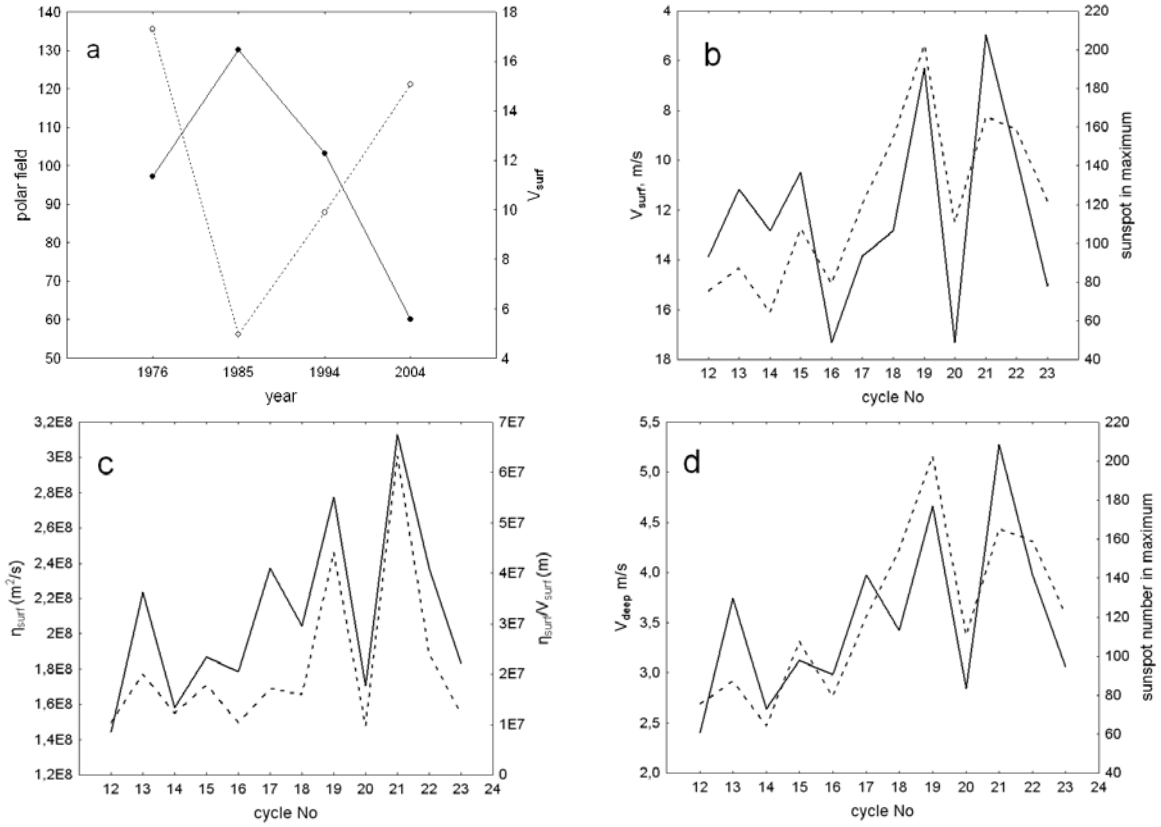


Fig. 1. (**a**) polar field in the last four sunspot minima (solid line) and V_{surf} preceding it (dotted line); (**b**) V_{surf} (solid line) and the amplitude of the next sunspot maximum (dashed line); (**c**) diffusivity η_{surf} (solid line) and the ratio η_{surf}/V_{surf} (dashed line); (**d**) V_{deep} (solid line) and the amplitude of the next sunspot maximum (dashed line).

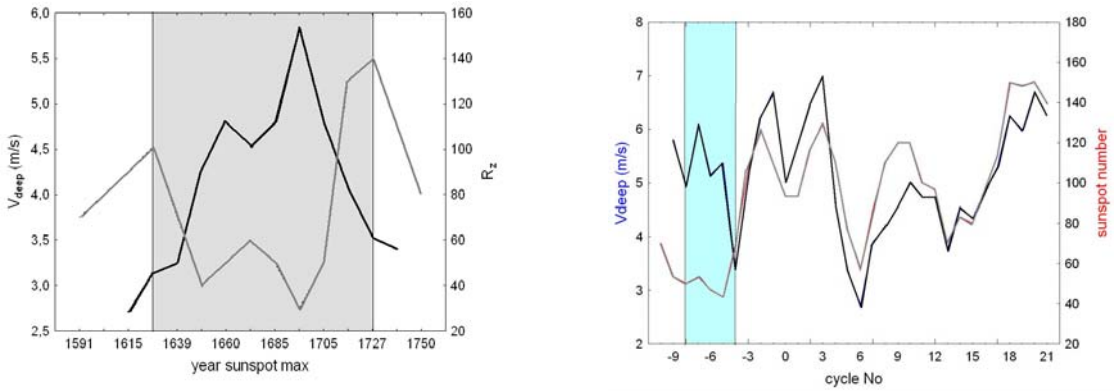


Fig. 2. V_{deep} (black) and the amplitude of the following sunspot max (grey) based on ^{10}Be (*left*) and ESAI (*right*) reconstructions. The period of the Maunder minimum is shaded.

Based on ^{10}Be data for the period of the Maunder minimum [Beer et al., 1998] and Sporer minimum [McCracken et al., 2004; Caballero-Lopez et al., 2004], group sunspot number Rz [Hoyt and Schatten, 1998], sunspot reconstructions of Schove [1979, 1983], and ESAI database [Nagovitsyn et al., 2004], we calculated the meridional circulation during periods of grand minima (Fig. 2).

In contrast to "normal" periods, the correlation between V_{deep} and the amplitude of the next sunspot maximum is negative in grand minima, both based on data from ^{10}Be (Fig. 2a) and ESAI (Fig. 2b). Therefore, periods of grand minima are marked by a change in the regime of operation of the solar dynamo.

A change in the correlations between the speed of the meridional circulation, the polar field and the amplitude of the next sunspot maximum, is recorded in sunspot cycle 24 (Fig. 3). Does this mean that the Sun is entering a period of a grand minimum?

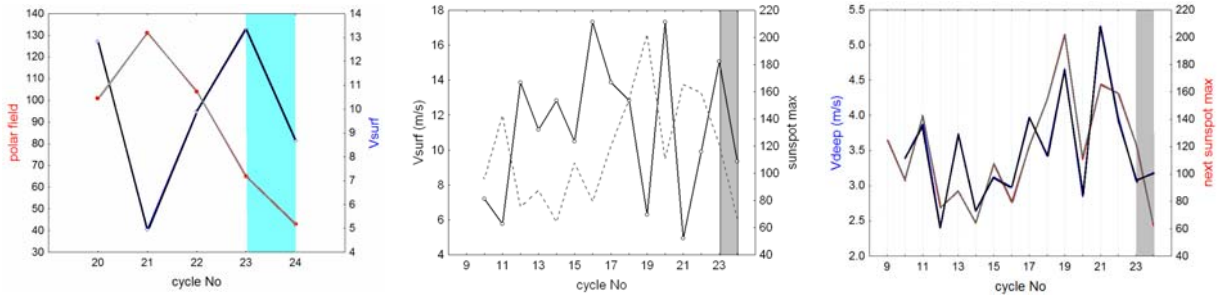


Fig. 3. Relation between Vsurf and the polar field (*left*), Vsurf and the amplitude of the next sunspot max (*middle*) and Vdeep and the amplitude of the next sunspot max (*right*).

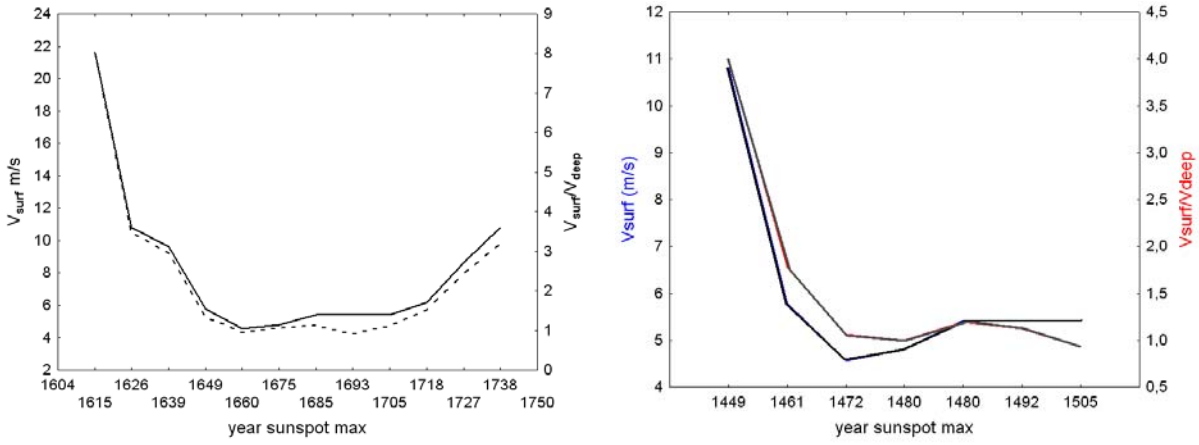


Fig. 4. Speed of the surface meridional circulation and the ratio between the speeds of the surface and deep circulation during the Maunder minimum (*left*) and Sporer minimum (*right*).

In both the Maunder and Sporer minima, a characteristic feature was not only the reversed correlations between the speed of the circulation and the amplitude of the next cycle, but also the sharp drop in the speed of the surface meridional circulation, and of the ratio of the speeds of the surface and deep circulations which falls to 1 (Fig. 4). In cycle 24 this ratio is about 3. Therefore, there

are some indications that the Sun is heading toward a grand minimum, but such a grand minimum has not yet started.

References

Beer, J., Tobias, S., Weiss, N. Sol. Phys. 181, 237–249 (1998).
Caballero-Lopez, R.A., Moraal, H., McCracken, K.; McDonald, F.B. J. Geophys. Res., 109, A4, CiteID A12102.
Choudhuri, A.R. Pramana 77, 77–96 (2011).
Hathaway, D., Nandy, D., Wilson, R., Reichmann, E. Astrophys. J. 589, 665–670 (2003).
Georgieva, K. ISRN Astronomy and Astrophysics, doi:10.5402/2011/437838
Georgieva, K., Kirov, B. J. Atmos. Sol.-Terr. Phy. 73, 207–222 (2011).
Hotta, H., Yokoyama, T. Astrophys. J. 709, 1009–1017 (2010).
Hoyt, D.V., Schatten, K.H. Sol. Phys. 181, 491–512 (1998).
Jiang J., Chatterjee P., Choudhuri A.R. Mon. Not. R. Astron. Soc. 381, 1527–1542 (2007).
Karak, B.B., Choudhuri, A.R. eprint arXiv:1102.4052.
Leighton, R.A. Astrophys. J. 140, 1547–1562 (1964).
Leighton, R.A. Astrophys. J. 156, 1–26 (1969).
McCracken, K.G. J. Geophys. Res., 109, A4, CiteID A04101.
Nagovitsyn Yu. et al. Solar Phys., 224, 103, 2004.
Parker, E. Astrophys. J. 122, 293–314 (1955).
Wang Y.-M., Sheeley, N.R.Jr., Nash, A.G. Astrophys. J, Part 1 383, 431–442 (1991).
Schove, D.J. Sunspot cycles, Stroudsburg, PA, Hutchinson Ross Publishing Co. (Benchmark Papers in Geology. Vol. 68, (1983).
Wang ,Y.-M., Sheeley, N.R.Jr., Lean, J. Astrophys. J. 580, 1188–1196 (2002).
Yeates, A.R., Nandy, D., Mackay, D.H. Astrophys. J. 673, 544–556 (2008).

РАЗВИТИЕ ТЕЧЕНИЙ И МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ. ЭФФЕКТ ОКАЙМЛЕНИЯ

Гетлинг А.В.[1], Исикава Р.[2], Бучнев А.А.[3]

[1]Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва

[2]Научный центр Хиноде Национальной астрономической обсерватории Японии, Токио

[3]Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН, Новосибирск

DEVELOPMENT OF FLOWS AND MAGNETIC FIELDS IN ACTIVE REGIONS. THE BORDERING EFFECT

Getling A.V.[1], Ishikawa R.[2], Buchnev A.A.[3]

[1]Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

[2]Hinode Science Center, National Astronomical Observatory of Japan, Tokyo, Japan

[3]Institute of Computational Mathematics and Mathematical Geophysics, Novosibirsk, Russia

A qualitative analysis of full-vector data for the magnetic and the velocity field in a growing sunspot group is presented. These fields were simultaneously recorded in a young bipolar subregion within AR 11313 on 9 and 10 October 2011 using the Solar Optical Telescope on the Hinode satellite. Our aim was to find out how the pattern predicted based on the well-known model of the rising flux tube of strong magnetic field is consistent with the reality. The magnetograms indicate that the distribution of the vertical, B_v, and the horizontal, B_h, magnetic-field component in the magnetic subregion are spatially correlated. In contrast, the rise of a magnetic-flux-tube loop would result in a qualitatively different pattern, with spatially separated maxima of these two magnetic-field components: the vertical field would be the strongest at the formation sites of the leading and trailing spots, while the strength of the horizontal field would reach its maximum in between them. A characteristic feature of the pattern, which we describe as the bordering effect, is revealed: some local extrema of B_v are partially bordered with arcs of locally enhanced B_h. This testifies to a fountainlike structure of the magnetic field near the extrema of B_v, which also is hardly compatible with the scenario of flux-tube-loop emergence. The vertical-velocity field in the developing active subregion provides no evidence for an upflow on the scale of the whole subregion, naturally expectable in the case of the flux-tube rise. Thus, our observational data cannot be interpreted from the standpoint of the rising-tube model.

Введение. В развивающихся активных областях (АО) взаимодействующие фотосферные магнитные поля и движения жидкости в своей совместной эволюции подчиняются законам магнитной гидродинамики. Если магнитное поле, выходящее на поверхность фотосферы, оказывается достаточно сильным, может развиться группа пятен. Это явление допускает две принципиально различные интерпретации в зависимости от того, играет ли первичную роль в развитии АО магнитное поле (уже существующая трубка сильного магнитного потока создает плавучесть, которая вы-

носит в верхние слои плазму с вмороженным в нее полем) или течение вещества (которое само приводит к усилению магнитного поля in situ).

Чтобы разрешить эту дилемму, мы рассмотрим здесь наблюдаемую картину развития одной АО. Конечно, вывод, который мы сделаем, не может претендовать на универсальность, но он, как минимум, покажет, что не является универсальной и альтернативная интерпретация.

Наблюдения биполярной магнитной структуры, развивавшейся внутри АО 11313, проводились 9–10 октября 2011 г. с помощью солнечного оптического телескопа орбитальной обсерватории Хиноде по специально разработанной нами программе, получившей обозначение HOP 181; в этот период область находилась вблизи центра диска Солнца. Были проведены пять двухчасовых сеансов наблюдений площадки размером 150″ × 163″ с промежутками от 3 ч 40 мин до 6 ч 30 мин (см. таблицу). Во время каждого сеанса с интервалом 2 мин записывались фильтрограммы и допплерограммы в линии FeI λ 5576 Å, а также один или два раза выполнялось 32-минутное спектрополяриметрическое сканирование в быстрой моде.

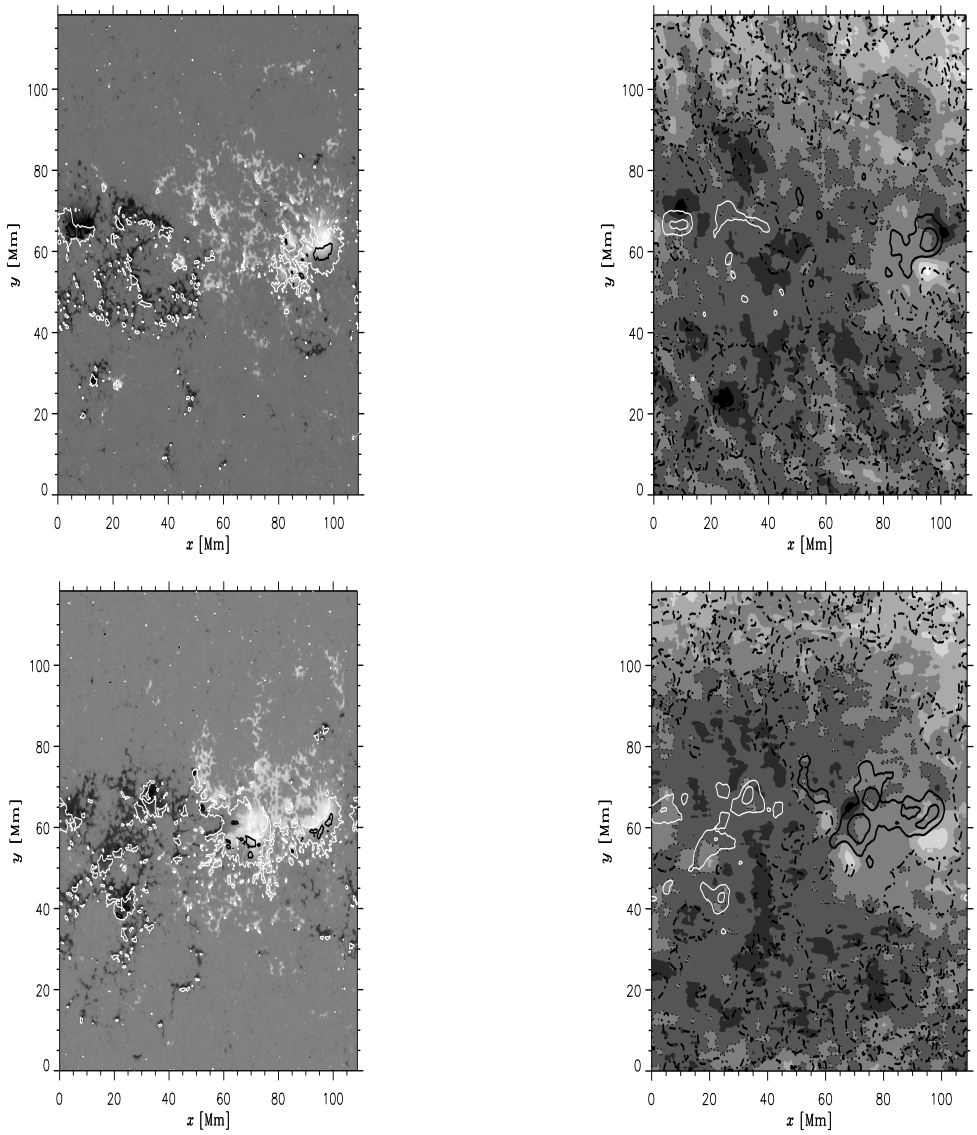
Сводка сеансов наблюдений АО 11313.

№ сеанса	Среднее время сеанса		Интервал от сеанса (1)
(1)	09.10.2011	19:31:15	00:00
(2)	10.10.2011	01:06:16	05:35
(3)		06:30:15	10:59
(4)		15:00:14	19:29
(5)		21:46:15	26:15

Обработка данных включала в себя (1) дозвуковую фильтрацию с использованием быстрого преобразования Фурье, (2) построение допплерограмм, (3) повышение контраста изображений путем отсечения хвостов гистограммы распределения яркостей пикселей и ее последующего линейного отображения на весь диапазон яркостей, (4) совмещение магнитограмм, должным образом масштабированных и исправленных за неравномерности сканирования, с соответствующими изображениями и допплерограммами, (5) расчет поля горизонтальных скоростей и построение траекторий пробных частиц с использованием улучшенной процедуры локального корреляционного трассирования [1], (6) исключение вращения Солнца и (7) приведение к нулю средней вертикальной скорости.

Поведение магнитного поля. Начало развития биполярной структуры примерно соответствует сеансу (1), для которого распределение вертикальной (B_v) и горизонтальной компоненты (B_h) магнитного поля показано на рисунке вверху слева. Обращает на себя внимание то обстоятельство, что эти две компоненты хорошо скоррелированы друг с другом и в них обнаруживается примечательная черта, которую можно назвать *эффектом окаймления*: локальные экстремумы B_v, соответствующие главным пятнам,

приходятся на участки низких значений B_h, но при этом частично окаймлены дугообразными участками максимальных B_h. Пространственная картина силовых линий в этих местах должна напоминать картину струй фонтана: из-за расхождения этих струй в верхней части фонтана их наклонные участки окружают центральный восходящий поток. Кроме того, имеется



Слева: сравнение распределений B_v (тона серого) и B_h (изолинии) для 9 октября, 19:31 (вверху), и 10 октября, 21:46 (внизу). В первом и втором случае B_v меняется в пределах [–1941 Гс, 2477 Гс] и [–2362 Гс, 2316 Гс], соответственно. Значения B_h на изолиниях: 800 Гс (белые) и 1400 Гс (черные). *Справа*: сравнение сглаженных распределений вертикальной скорости (тона серого с пунктирной линией нулевых значений) и вертикального магнитного поля (изолинии) для тех же времен; шаг изолиний равен 800 Гс для магнитного поля и 0.2 км/с для скорости; черные сплошные изолинии: $B_v > 0$, штрих-пунктирная: $B_v = 0$, белые: $B_v < 0$; размер окна сглаживания равен 3.5 Мм для магнитного поля и 7.4 Мм для скорости. Темные области на полутоновых картах соответствуют отрицательным значения (векторы направлены вверх от фотосферы), светлые – положительным (векторы направлены вниз).

систематический сдвиг распределения горизонтального поля относительно распределения вертикального. Это указывает на возрастание наклона изогнутых силовых линий в направлении этого сдвига, что можно также считать измененной формой эффекта окаймления.

Распределения для сеанса (5), приведенные на рисунке внизу слева, демонстрируют аналогичные черты, причем они присущи и новым пятнам, развившимся за сутки, прошедшие после сеанса (1). Все это показывает, что в процессе развития новой биполярной магнитной области на поверхности фотосферы не появляется сильных горизонтальных полей в масштабе всей этой области, локализованных между лежащими в пятнах максимумами вертикального поля. Заметим, что эти поля непременно наблюдались бы при всплытии Ω-образной трубки сильного магнитного поля.

Сравнение магнитных полей с течениями. Правые рисунки позволяют сравнить сглаженные распределения B_v и вертикальной скорости вещества (без применения процедуры сглаживания такое сравнение затруднено из-за тонкой структурированности этих двух полей). Видно, что отсутствуют восходящие потоки, связанные со всей областью развития биполярной структуры, где такие потоки должны были бы наблюдаться при всплывании петли магнитной трубки. Имеются лишь локальные восходящие и нисходящие потоки вблизи существующих пятен, преимущественно расположенные парами с разных сторон пятна.

Ранее мы показали [2], что в картинах горизонтальных потоков не обнаруживается признаков растекания вещества от участка, где должно происходить всплытие гипотетической трубки. Напротив, прослеживаются линии, к которым вещество стекает. Имеются также течения, соответствующие обычным, неизмененным супергранулам и мезогранулам.

Выводы. Таким образом, выполненный нами качественный анализ данных наблюдений АО 11313 показывает, что картина эволюции магнитных полей и течений не имеет ничего общего с той, какую следует ожидать при всплывании Ω-образной петли трубки сильного магнитного поля. А именно, в масштабе всей растущей биполярной области не возникает сильных горизонтальных полей между развивающимися пятнами и нет мощного восходящего потока, который должен сопровождать выход трубки. Более оправданной в данном случае кажется интерпретация наблюдаемого сценария как результата действия локального конвективного динамо [2].

Литература

1. *Гетлинг А.В., Бучнев А.А.* Астрон. ж. 87, 286, 2010.
2. *Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A.* Doubts about the crucial role of the rising-tube mechanism in the formation of sunspot groups, Adv. Space Res., 2015, **55**, 862–870.

ФИЗИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НАД ПОЛЯРНЫМИ ОБЛАСТЯМИ СОЛНЦА

Голубчина О.А.
Санкт-Петербургский филиал Специальной Астрофизической обсерватории, РАН, Санкт-Петербург, Россия

PHYSICAL CHARACTERISTICS OF SOLAR RADIO EMISSION ABOVE POLAR AREAS OF THE SUN

Golubchina O.A.
St. Petersburg Branch of Special Astrophysical Observatory, RAN, St. Petersburg, Russia

In this paper the brief review of polar coronal holes observations in different wave lengths is given. Comparison of physical characteristics of coronal hole cm-radio emission above the North Pole of the Sun with characteristics of coronal holes, located outside of polar areas on a background of the quiet Sun which were received on RATAN-600 earlier is resulted. Results of comparisons have shown that properties of the polar coronal hole above the North Pole of the Sun are identical to properties of coronal holes located outside of polar areas on a background of the quiet Sun.

1. Введение

Корональные дыры (КД) – области пониженной температуры и плотности на поверхности Солнца. Это униполярные области с открытой конфигурацией магнитного поля. В 1956–1957 гг. Вальдмайером на коронографе Цюрихской обсерватории в зелёной линии 5303 Å впервые выполнены наблюдения КД за лимбом Солнца [1]. Корональные дыры представляют большой интерес не только как явление в физике Солнца, но и как источник квазистационарных высокоскоростных потоков солнечной плазмы – солнечный ветер. Этот вид солнечного ветра является источником рекуррентных геомагнитных возмущений. Источники солнечного ветра – экваториальные и полярные КД (V~ 700 км/сек), которые существуют месяцы и появляются у Земли с периодом ~ 27 дней. Очевидно, что исследование корональных дыр черезвычайно важно для жизнедеятельности человека.

2. Характерное проявление КД в различных диапазонах длин волн

В ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазоне (3–60 Å) области, отождествлённые с корональными дырами, наблюдаются как наиболее тёмные участки на поверхности Солнца, т.е. как места с пониженной плотностью и температурой (EUV: ρ – пространственное разрешение, ρ~2.6×2.6 arc.sec) [2].

В линии HeI 10830 Å области, отождествлённые с КД, являются областями с повышенной яркостью [2].

В период минимума солнечной активности в полярных областях Солнца при наблюдении в миллиметровом диапазоне длин волн (ρ~1×1 arc. min), как правило, наблюдается повышение интенсивности радиоизлучения (иногда понижение интенсивности излучения) [3–6].

В сантиметровом и дцм диапазонах длин волн в период минимума солнечной активности КД на Солнце наблюдаются как области пониженной интенсивности [7–10].

В радиодиапазоне метровых волн (3, 6, 10 м, Nancay Radioheliograph; 96, 6, 4 м, Clark Lake Radioheliograph) КД – области пониженной интенсивности [11, 12].В дкм диапазоне длин волн области КД проявляют как повышенную интенсивность радиоизлучения, так и пониженную. Неопределённость связана с неопределённостью отождествления наблюдаемой области на Солнце из-за влияния сильной радиорефракции [11].

3. Наблюдение полярных КД в миллиметровом диапазоне длин волн

Корональные дыры на Солнце присутствут примерно в течение 7 лет в районе минимума солнечной активности и отсутствуют в течение 1–2 лет вблизи максимума солнечной активности. В период минимальной солнечной активности на Солнце преобладает вращательно ориентированная дипольная компонента магнитного поля, поэтому в это время на Солнце видны полярные КД. Наблюдения полярных корональных дыр впервые были выполнены в КрАО на волнах 8.2 и 13.5 мм (1974–1977 гг.) на радиотелескопе РТ-22 и в Австралии на волне 3.5 мм (CSIRO) на параболоиде с диаметром 4 м (1977 г.) [3]. В КрАО наблюдения полярных КД были выполнены на широтах вплоть до $\phi = 80°$. На больших широтах наблюдения в радиодиапазоне невозможны из-за большого градиента температуры вблизи лимба Солнца. Было показано, что полярные КД – это области повышенной интенсивности радиоизлучения в мм диапазоне длин волн ($\lambda = 8.2$ мм, $dT = 1500$ K; $\lambda = 13.5$ мм, $dT = 2200$ K). Аналогичные наблюдения, выполненные в Японии [4] на радиотелескопе диаметром $d = 45$ м, показали уярчение на $\lambda = 8.3$ мм, $dT = 240–560$ K, но на волне 3.1 мм уярчение не было обнаружено. Многочисленные исследования полярных корональных дыр были выполнены в Финляндии (Metsahovi Radio Observatory) с помощью радиотелескопа диаметром 14 м на волнах 8, 3.4, 3.5 мм с привлечением наблюдений в ультрафиолете (EUV SOHO/EIT), в мягком рентгене (0.25–4 kev), а также наблюдений в белом свете (ГАС ГАО) [5, 6]. Результаты исследования указали на неоднородность структуры КД в мм диапазоне. Обнаружена связь полярных факелов, диффузных ярких структур, плюмов с областями повышенного радиоизлучения полярных обла-

стей. Полярные факелы могут находиться вблизи границ КД. Области повышенного радиоизлучения в общем совпадают с тёмными поверхностями в EUV (SOHO/EIT). Однако повышение интенсивности радиоизлучения полярных КД в мм диапазоне может быть связано с попаданием в диаграмму направленности антенны (ДНА) полярных факелов, плюмов, ярких точек или сильных магнитных потоков элементов. Иногда уярчения в КД необъяснимы.

4. Об идентичности природы сантиметрового радиоизлучения низкоширотных и полярных КД

Наблюдение КД над северным полюсом Солнца в см диапазоне длин волн (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13, 30.7 см) было выполнено на Северо-восточном секторе РАТАН-600 во время максимальной фазы (0.998) солнечного затмения 29.03.06 г. Для возможности наблюдения радиоизлучения над северным полюсом Солнца центр ДНА был смещён по высоте на $\Delta h = +15$ угл. мин. По данным наблюдения и его модельного представления были определены распределение яркостной температуры и электронной концентрации в северной полярной корональной области Солнца на $\lambda =$ (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 6.3, 13, 30.7) см на расстояниях от 1-го до 2-х радиусов Солнца [7–9]. Наблюдение солнечного затмения на РАТАН-600 позволило определить физические характеристики КД над северным полюсом Солнца в период минимума солнечной активности. Как следствие этого возник вопрос: «Идентичны ли физические характеристики крупных низкоширотных КД и полярных КД?». Для ответа на этот вопрос были привлечены результаты наблюдений спокойного Солнца и низкоширотных КД на фоне спокойного Солнца, которые были получены ранее на РАТАН-600 группой исследователей [10]. Во время регулярных наблюдений на радиотелескопах БПР и РАТАН-600 центр ДНА наводился на центр оптического диска Солнца. Яркостные температуры для спокойного Солнца, приведенные в работе [10], выше яркостных температур, полученных из наблюдений солнечного затмения на волнах 6.2 см, 13 см и 30.7 см на интервале (1.01–1.2) Rs [8]. Поэтому сравнение распределения яркостных температур для спокойного Солнца (позиционный угол во время наблюдения P = 26°) с распределением яркостных температур, полученных из наблюдений солнечного затмения 29.03.06 г., подтвердило действительную регистрацию корональной дыры над северным полюсом Солнца во время затмения. Совпадение яркостных температур для спокойного Солнца и «затменных» наблюдений КД на коротких волнах 1.03, 1.38, 2.7 см свидетельствует о том, что на коротких волнах над северным полюсом Солнца КД не видна так же, как и низкоширотные КД на коротких волнах радиоизлучения на фоне спокойного Солнца. При наблюдении солнечного затмения обнаружено резкое падение яркостных температур на волнах 6.2 см, 13 см, 30.7 см на интервалах расстояний (1.005–1.03)Rc (Rc – радиус оптического дис-

ка Солнца), что свидетельствует о регистрации наличия КД на этих волнах [7–9]. Исследование низкоширотных КД также показало регистрацию КД, начиная с волн больших 4 см. Кроме того, сравнивались средние модельные значения температур для низкоширотных КД с яркостными температурами вблизи лимба Солнца, полученными из наблюдений солнечного затмения. Обнаружено их совпадение на близких волнах [8].

5. Заключение

Совпадение вышеперечисленных свойств сантиметрового радиоизлучения низкоширотных КД и КД над северным полюсом Солнца свидетельствует об идентичности природы крупных КД независимо от места их расположения на Солнце. Аналогичный результат был получен в работе [13] по наблюдению КД в белом свете.

Литература

1. *Waldmeier M.* Synoptishe Karten der Sonnenkorona // Z. Astrophys., v. 38, p. 219, 1956.
2. *Cranmer S.* Coronal Holes // Living Rev. Solar Phys., v. 6, p. 3, 2009.
3. *Babin A.N. et al.* Intensification of magnetic fields, millimeter-range radio brightness, and H-alpha activity in polar regions on the sun // Izv. Krymsk. Astrofis. Obs., v. 55, p. 3, 1976.
4. *Takeo Kosugi et al.* Polar-Cap and Coronal Hole-Associated Brightenings of the Sun at Millimeter Wavelengths // Publ. Astron. Soc. Japan 38, pp. 1–11, 1986.
5. *Pohjolainen S. et al.* Comparison of 87 GHz solar polar structures with EUV and soft X-ray emission // Astron. Astrophys. Suppl. Ser. V. 143, p. 227, 2000.
6. *Riehokainen A. et al.* Millimeter – radio, SOHO/EIT 171 A features and the polar faculae in the polar zones of the Sun // Astron. Astrophys. V. 366, p. 676, 2001.
7. *Golubchina O.A., and Korzhavin A.N.* Distribution of centimeter-wave brightness temperature of solar polar region // Astrophys. Bull. V. 68. No.2. P. 219–225. 2013a.
8. *Golubchina O.A., and Korzhavin A.N.* Comparative Analysis of the Distributions of Brightness Temperatures in the Solar Polar Region Based on Observational Data Obtained with RATAN-600 in the Microwave Range during the Solar Eclipse of March 29, 2006 // Geomagnetism and Aeronomy. V. 53. No. 6. P. 1025–1029. 2013b.
9. *Golubchina O.A., and Korzhavin A.N.* Brightness Temperatures and Electron Density in the Solar Polar Coronal Region on the Basis of MW Observations // Geomagnetism and Aeronomy. V. 54. No. 8. 2014.
10. *Borovik V.N., Kurbanov M.S., Livshits M.A., and Ryabov B.I.* Coronal holes against the quiet-Sun background: an analysis of RATAN-600 observations in the 2–32 cm wavelength range // Sov. Astron. V. 34. P. 522. 1990.
11. *Lantos P. et al.* Quite Sun and slowly variable component at meter and decameter wavelengths // Sol. Phys., V. 112, Issue 2, pp. 325–340, 1987.
12. *Wan Z. et al.* Meter wave observations of a coronal hole // Sol. Phys., V. 111, Issue 2, pp. 419–428, 1987.
13. *Richard H. Munro and Bernard V. Jackson.* Physical properties of a polar coronal hole from 2 to 5 Rc // AJ. V. 213, pp. 874–886, 1977.

СОЛНЕЧНЫЙ И ГЕОМАГНИТНЫЙ СЛЕД В СКОРОСТИ ВРАЩЕНИИ ЗЕМЛИ

Горшков В.Л.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

SOLAR AND GEOMAGNETIC TRACE IN THE SPEED OF THE EARTH ROTATION

Gorshkov V.L.
Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg

The tidal free Length-of-Day variations (LODs) and geophysical excitation of LOD by angular momentum of atmosphere (AAMf) and ocean (OAMf) are investigated in this work in combination with solar activity (SA) indexes (SSN and F10.7). There were revealed that: a) seasonal and quasi-biennial oscillation of LODs are completely determined by AAMf and OAMf which are in-turn determined by SA; b) the main solar cycle (11 year) in LODs is not fully conditioned by AAMf and OAMf and hence should have additional source of excitation; c) LODs and SA 5-6 years variations are correlative, negative before the middle of 1980 years and positive after this time when astronomical monitoring of the Earth rotation was replaced by space one; d) decadal LODs variations are almost synchronous with secular geomagnetic ones – the deceleration of west drift of the geomagnetic field forestall on 4 ± 0.5 years the deceleration of the Earth rotation. The main period of both variations is approximately 65–70 years.

Введение

Проявления солнечной активности во вращательной динамике Земли исследовано нами ранее в работе [1]. В данной работе более детально исследовано проявление СА на вариации продолжительности суток (ΔПС) со второй половины XX века, когда появились атомные стандарты частоты для хранения шкалы времени, а оценки геофизического возбуждения во вращательной динамике Земли (атмосферный – ААМ и океанический – ОАМ угловые моменты) приобрели глобальный характер. Проверялось наличие остаточного воздействия СА на вариации ΔПС, освобождённые как от приливных вариаций (ΔПСп), так и от вариаций, обусловленных геофизическим возбуждением (ΔПСпао).

Данные и метод исследования

В нашей предыдущей работе [1] показана практическая идентичность основных индексов СА в плане их совместного исследования с вариациями ΔПС. В данном исследовании использовались числа солнечных пятен (SSN) и поток радиоизлучения Солнца на волне 10.7 см (F10.7) из Геофизического центра данных (ftp.ngdc.noaa.gov/STP/).

Функции углового момента атмосферы (AAMf, NCEP/NCAR reanalysis, 1948–2015 гг.) и океана (OAMf, ECCO_50yr, 1949–1992 гг. и ECCO_

80yr, 1993–2014 гг.), также как ряды ΔПС (eopAO, 1956–1961 и eopcC04, 1962–2015) взяты на сайте международной службы вращения Земли (http://hpiers.obspm.fr/eop-pc/) и соответствующих подразделений Глобального Геофизического Флюидного центра (GGFC) для атмосферы (http://ftp.aer.com/pub/anon_collaborations/sba/) и океана (http://euler.jpl.nasa.gov/sbo/).

Использовались также среднегодовые обсерваторские геомагнитные данные (X, Y, Z) за период 1843–2014 гг. из всемирного центра данных (ftp.nmh.ac.uk/wdc/obsdata/). Обсерваторские данные были использованы для вычисления вековых вариаций магнитного поля Земли. Все ряды интерполировались на интервал 0.05 года.

Ряды исследованы методом сингулярного спектрального анализа (SSA) и его многомерной модификации (MSSA) [2]; в последнем случае ряды стандартизуются. Метод выделяет информативные, необязательно гармонические компоненты в рядах нестационарной природы с сохранением информации об амплитудных и фазовых вариациях ряда и с оценкой вклада данной компоненты в энергетику ряда. Для выделения значимых по вкладу компонент в общую структуру рядов использовался SSA. Только в случае обнаружения схожих компонент в разных рядах с помощью MSSA исследовалось их взаимная динамика.

SSA разложение исследуемых рядов

Скорость вращения Земли. В SSA-спектре межгодовых вариаций ΔПСп (рис. 1) после исключения сезонных вариаций (1 и 0.5 года с 2.4% вклада) остаются, помимо мощных декадных, ряд следующих по значимости вариаций в интервале 2–12 лет. Показаны компоненты до 0.1% вклада.

После исключения геофизического возбуждения (ΔПСпао, рис. 2) сезонные и 2–3-летние компоненты исчезают, а 5–6-летние приобретают более устойчивый характер. Следовательно, геофизическое возбуждение полностью ответственно за сезонность и за квазидвухлетние колебания (КДК) в ΔПС. При этом КДК вносят в AAM почти 5% вклад, а 5–6-летние колебания в AAM и OAM присутствуют на уровне 2%. Основной солнечный цикл (СЦ) в меньшей степени, но присутствует в ΔПСпао. Следовательно, СЦ в ΔПС не полностью обусловлен геофизическим возбуждением и должен иметь дополнительный источник возбуждения.

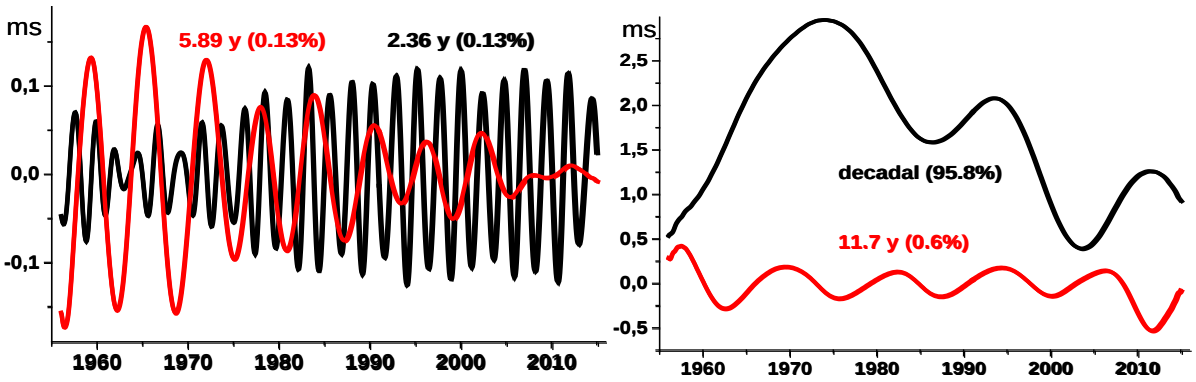


Рис. 1.

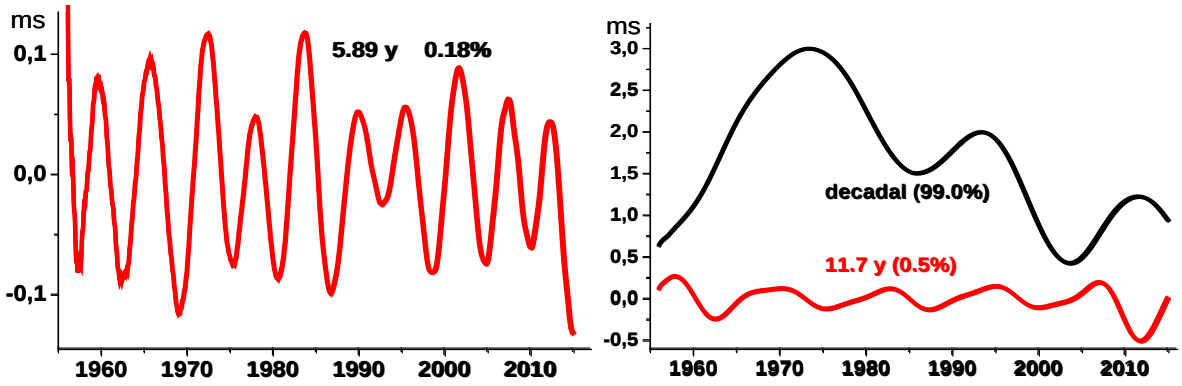


Рис. 2.

Солнечная и геомагнитная активность. В рядах SSN и F10.7 присутствуют равномощные 5–6-летние компоненты, но 2–3-летняя компонента детектируется только в F10.7 и уверенно только после 1970 г. (рис. 3). Ранее [3] эта компонента (КДК) была обнаружена в вариациях полного потока излучения Солнца. Основной СЦ в SSN комбинируется из тренда и ряда компонент в интервале от 9 до 11.6 лет с общим вкладом 91%. В F10.7 аналогичный СЦ составляет 96.5%.

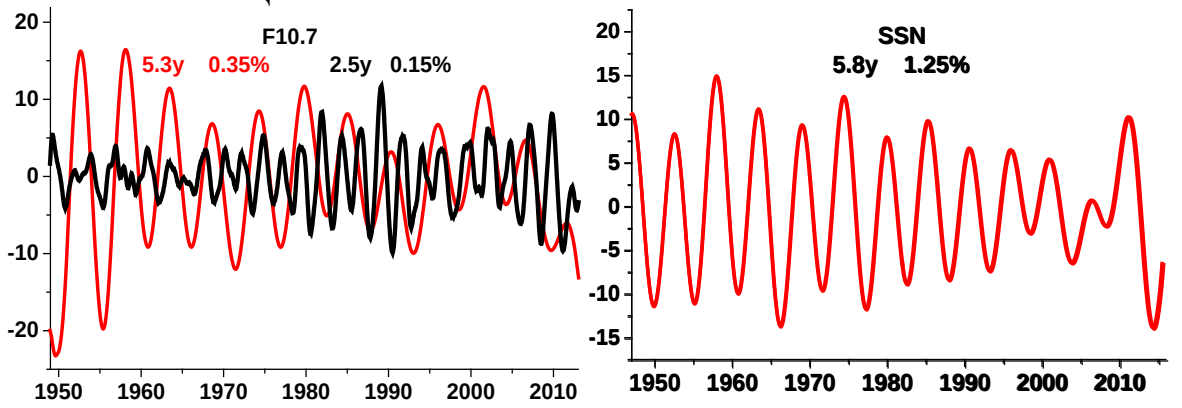


Рис. 3.

SSA-спектр восточной компоненты вековых вариаций геомагнитного поля (SV_E) представлен в основном низкочастотной составляющей (97%). Имеются также 5–8-летние вариации на уровне 0.1–0.3% и, начиная с XX века, уверенно выделяется СЦ на уровне 0.33% (рис. 4). Следовательно, геомагнитные данные не свободны от магнитной активности Солнца.

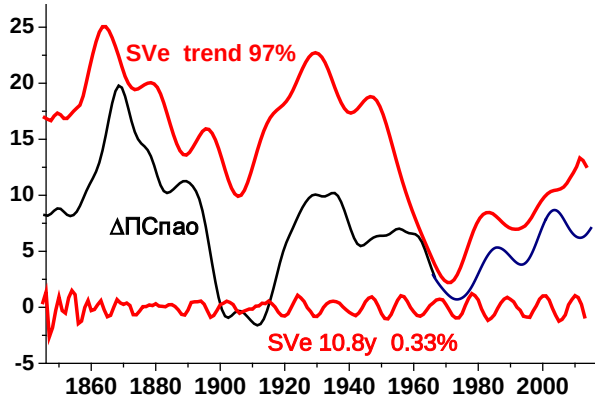


Рис. 4.

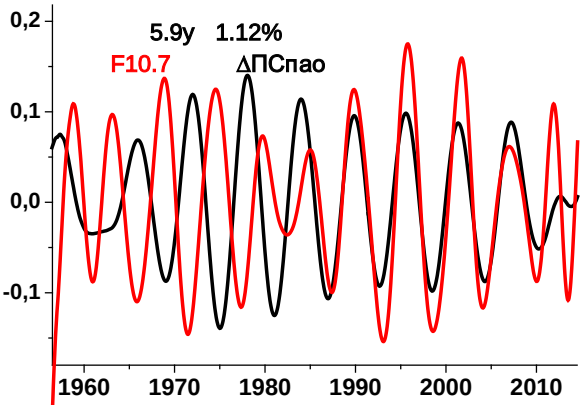


Рис. 5.

Сопоставляя низкочастотные компоненты SSA-спектра SVe и ΔПСпао (на рисунке инвертирован и масштабирован), очевидно их почти синхронное поведение – замедление западного дрейфа геомагнитного поля Земли предваряет замедление вращения Земли.

Совместное (MSSA) исследование рядов

5–6-летние вариации (рис. 5) имеют особенность в общей динамике вращения Земли и СА – они были противофазны до 1986 года, когда астрооптические средства мониторинга вращения Земли были заменены космическими, после чего строго синхронизовались. Основной СЦ в ΔПС в MSSA-спектре не разделяется от трендовой составляющей.

Оценка кросскорелляции между рядами ΔПС и Sve на интервале 1842–2014 годов составляет 0.7 при сдвиге на 4 ± 0.5 года. Кросскорреляционная функция имеет гармонический вид с периодом 65–70 лет.

Выводы

- Сезонные и квазидвухлетние колебания во вращении Земли (ΔПС) полностью определяются геофизическим возбуждением от флюидных оболочек Земли (ААМ и ОАМ), в свою очередь строго обусловленных солнечной активностью на годичных и КДК частотах.
- Основной солнечный цикл (~11 лет) в ΔПС не в полной мере обусловлен геофизическим возбуждением и должен иметь дополнительный источник возбуждения, возможно, ЭМ природы.
- 5–6-летние колебания ΔПС имеют аналог в рядах СА. В средине 1980-х годов, когда астрооптические средства мониторинга вращения Земли были заменены космическими, взаимная динамика этих рядов инвертировалась с противофазной на строго синфазную.
- Декадные вариации ΔПС почти синхронны с вековыми вариациями геомагнитного поля (SV_E) – замедление западного дрейфа геомагнитного поля предваряет замедление вращения Земли на 4 ± 0.5 года. Основной период их вариаций составляет около 68 лет.

Литература

1. *Gorshkov, V.L., N.O. Miller, M.V. Vorotkov.* Manifestation of Solar and Geodynamic Activity in the Dynamics of the Earth's Rotation // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, Vol. 52, No. 7, pp. 944–952.
2. *Golyandina, N., Nekrutkin, V., and Zhigljavsky, A.* Analysis of Time Series Structure: SSA and Related Techniques // Boca Raton: Chapman & Hall/CRC. 2001. 305 p.
3. *Иванов-Холодный Г.С., Чертопруд В.С.* Квазидвухлетние вариации полного потока излучения Солнца: их проявление в вариациях стратосферного ветра и скорости вращения Земли // Солнечно-земная физика. 2008. Вып. 12. Т. 2. С. 291–292.

СОЛНЕЧНЫЕ МИКРОВСПЛЕСКИ 18 ФЕВРАЛЯ 2011

Гофман А.А.[1], Богод В.М.[2], Яснов Л.В.[1],
Ступишина О.М.[1], Ступишин А.Г.[1]
[1]СПбГУ, г. Санкт-Петербург
[2]СПбФ САО РАН, г. Санкт-Петербург

SOLAR MICROBURSTS ON 18TH FEBRUARY, 2011

Gofman A.A.[1], Bogod V.M.[2], Yasnov L.V.[1],
Stupishina O.M.[1], Stupishin A.G.[1]
[1]SPSU, Saint-Petersburg
[2]SPbF SAO RAS, Saint-Petersburg

The overall purpose of this paper is decimeter solar microbursts investigation. The phenomenon of the MB was proved by statistical analysis of the observation data. The high-frequency end of the spectrum and duration of a single burst were determined.

Furthermore, the theoretical explanation of the nature and generation mechanism for the decimeter MB was proposed. With the assumption that the nature of the MB is the same for the solar noise storm (I type radiobursts in the meter wave band), the generation mechanism of decimeter microbursts as the incoherent Langmuir wave generation mechanism was proposed. Also, the estimation of upper-hybrid waves increments in the framework of known solar atmosphere model with considering the cyclotron and free-free absorption was made.

Микровсплески (МВ) представляют собой импульсное излучение в дециметровом диапазоне длин волн, длящееся до нескольких суток. Они наблюдаются в суперпозиции с непрерывным излучением на фоне общего усиления интенсивности излучения в активной области (АО). Источниками излучения МВ являются ускоренные электроны, запертые в магнитных петлях над АО[1].

Было проведено исследование МВ на примере нового события, наблюдавшегося 18 февраля 2011 года. В этот день по данным радиотелескопа РАТАН-600 МВ наблюдались на участке Солнца с гелиокоординатами N12W01, находившегося в центре солнечного диска. В день наблюдения на нем была зарегистрирована АО №11161.

Некоторые отдельные всплески этого типа были также исследованы в работах [2–6]. Анализ показал высокую вероятность того, что МВ являются составной частью общего процесса, связанного с NS, т.е. являются проявлением NS в дециметровом диапазоне длин волн.

Анализ данных наблюдений позволил выявить явление МВ в рассматриваемой АО. Наличие МВ подтверждено а) существованием явления в нескольких азимутальных наблюдениях, б) сравнением поведения автокорреляционных функций разных участков Солнца и исследуемой АО и

в) сравнением спектра излучения указанной АО со спектром излучения спокойного Солнца.

Определена высокочастотная граница спектра МВ. Она оказалась близка к ~1,3 ГГц. Определена средняя длительность отдельного всплеска: она составила величину порядка ~3,2 с.

Для теоретического описания явления была рассмотрена модель, содержащая два разнесенных и противоположно направленных магнитных диполя. Такая модель приводит к появлению источников, связанных с нулевым продольным магнитным полем [9]. Источники такого сорта тесно связаны со вспышечными явлениями в активной области, поэтому, естественно полагать, что и МВ тесно связаны с ними.

В качестве механизма генерации излучения в данном случае был рассмотрен плазменный механизм. Генерация продольных высокочастотных плазменных волн осуществляется вследствие наличия ускоренных электронов в плазме. Вследствие взаимодействия с низкочастотными плазменными волнами, обусловленными колебаниями ионов, происходит трансформация этих волн в электромагнитные. Излучение в этом случае происходит вблизи плазменной частоты.

В рамках этого механизма генерации также учтен эффект двойного плазменного резонанса, который заключается в повышении эффективности генерации верхнегибридных плазменных волн вблизи частот, соответствующих гармоникам электронной гирочастоты [8–12]. Для таких частот в рамках модели активной области [7] был построен спектр с учетом тормозного и гирорезонансного поглощений, возникающих как в самом слое, так и в вышележащих слоях (рис. 1).

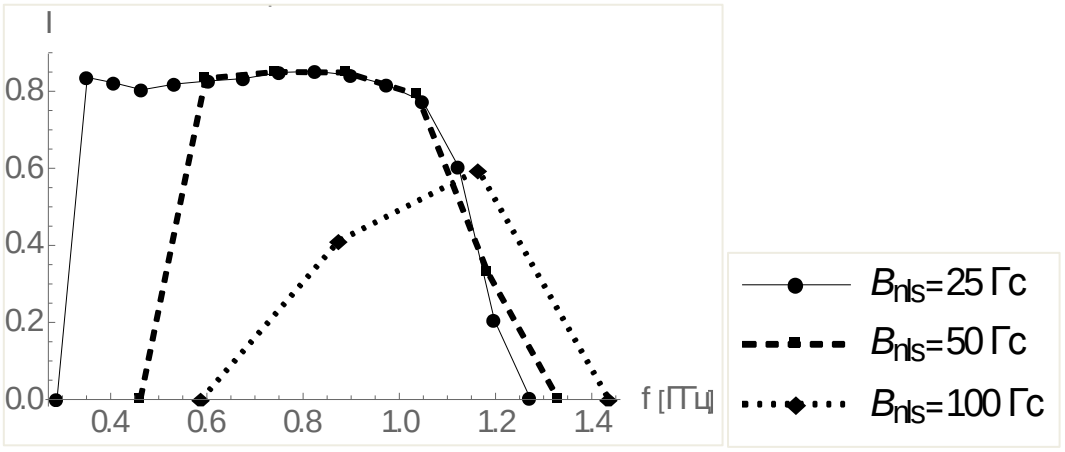


Рис. 1. Спектральные характеристики излучения.
B_{nls} – величина магнитного поля в области излучения МВ.

Из рис. 1 видно, что в спектре излучения завал на частотах 1,2–1,4 ГГц, причем этот завал не зависит от заданных значений магнитного поля B_{nls}.

Эффект усиления плазменных волн обеспечивается наличием в функции распределения анизотропии по углам между направлением движения электрона и вектором напряженности магнитного поля в этой точке.

Для получения более реальных спектров был учтен вклад инкремента плазменных волн.

Распределением по модулям импульсов энергичных электронов была выбрана степенная зависимость [13] с низкоэнергетической отсечкой.

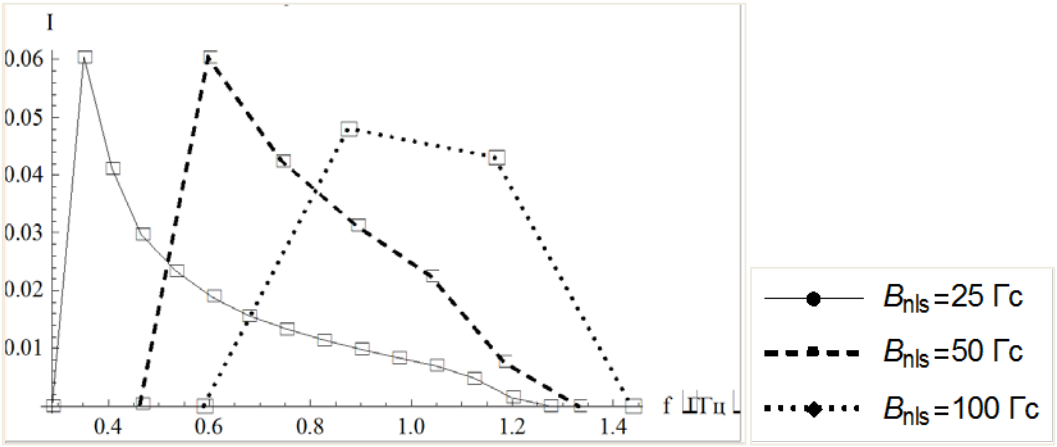


Рис. 2. Спектральные характеристики радиоизлучения с учетом максимального инкремента верхнегибридных волн.

Анализ спектра, построенного с учетом инкремента, показал, что наиболее вероятная возможность генерации МВ связана с магнитным полем порядка B~(100÷150) Гс. При больших значениях магнитного поля генерация МВ не происходит, а при меньших значения – интенсивность МВ сильно уменьшается.

Выводы

- Средняя длительность отдельных импульсов в МВ составляет величину ~3,2 с.
- Определена высокочастотная граница МВ, ее величина составляет значение ~1,3 ГГц.
- Показано, что МВ должны возникать в областях между основными магнитными полями противоположной направленности, где напряженность магнитного поля принимает значения порядка ~(100÷150) Гс.
- Анализ зависимостей распределения ускоренных электронов показал, что наиболее вероятной является модель анизотропного степенного распределения электронов по импульсам, содержащего низкоэнергетическую отсечку. Показано, что данная зависимость может быть использована для описания МВ при степенном индексе, равном $\xi = 2$, и значению отсечки, соответствующей энергии E = 30 кэВ.

Литература

1. *Bogod, V.M., Fu, Q., Yasnov, L.V.* 1999, Proceedings of the 9th European Meeting on Solar Physics, Magnetic Fields and Solar Processes, ESA Spec. Publ. ESA SP-448, 1041.
2. *Bogod, V.M., Mercier, C., Yasnov, L.V.* 2001, J. Geophys. Res., 106, N A11, 25.353.
3. *Bogod, V.M., Yasnov, L.V.* 2001a, Astron. Rep, 45, 643.
4. *Bogod, V.M., Yasnov, L.V.* 2001b, Astronomical and Astrophysical Transactions, 20, 459.
5. *Bogod, V.M., Yasnov, L.V.* 2005, Astron. Rep., 49, 144.
6. *Yasnov, L.V., Bogod, V.M., Stupishin, A.G.* 2008, Solar Phys., 249, 37.
7. *Yasnov, L.V.* 2014, Solar Phys., 289, 1215.
8. *Benz, A.O., Wentzel, D.G.* 1981, Astron. Astrophys., 94, 100.
9. *Melrose, D.B.* 1980, Solar Phys., 67, 357.
10. *Spicer, S.D., Benz, A.O., Huba, J.D.* 1981, Astron. Astrophys., 105, 221.
11. *Wentzel, D.G.* 1981, Astron. Astrophys., 100, 20.
12. *Wentzel, D.G.* 1986, Solar Phys., 103, 141.
13. *Kuznetsov A.A., Tsap Y.T.* 2007, Solar Phys., 241, 127.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ МГД ВОЛН СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В МАГНИТОСЛОЕ

Гриб С.А.[1], Леора С.Н.[2]
[1]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*СанктПетербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

THE MAIN FEATURES OF SOLAR WIND MHD WAVES IN THE MAGNETOSHEATH

Grib S.A.[1], Leora S.N.[2]
[1]*Central Astronomical (Pulkovo) observatory of Russian Academy of sciences, Saint-Petersburg, Russia*
[2]*Saint Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia*

The splitting of an arbitrary discontinuity appeared in the result of the collision between the interplanetary shock wave and terrestrial bow shock wave is studied. It is shown that some secondary MHD shock waves inside the magnetosheath do appear. Using the space data and the ideas of the MHD the possible generation of the reverse fast shock wave due to the overthrow of the nonlinear wave reflected from the magnetopause is considered. The confirmation of this result given by the data of the CLUSTER SC 3 spacecraft about the displacement of the bow shock is indicated. The specific plasma region inside the magnetosheath called "plateau" is also described.

I. Проблема воздействия межпланетных разрывов на систему головная ударная волна – магнитосфера Земли представляет значительный интерес для прогнозирования внезапных возмущений магнитосферы и ионосферы Земли, оказывающих влияние на распространение радиоволн, развитие геомагнитных бурь и на состояние атмосферы Земли. Динамическое состояние Солнца и солнечной плазмы порождает множество нелинейных МГД возмущений, связанных с различными разрывными структурами.

Возмущения системы головная ударная волна (ГУВ) – магнитослой – магнитосфера – плазмосфера могут возникать от внезапного сжатия плазмы со стороны бегущей солнечной ударной волны и от прихода, так называемых разрывов направления, к которым относят стационарный тангенциальный разрыв или бегущий вращательный разрыв, часто сопутствующий корональным выбросам массы, магнитным облакам и магнитным дырам.

Взаимодействие МГД-волн с ГУВ приводит не только к модификации взаимодействующих волн, но и к порождению целой цепочки новых волн и возникновению в магнитослое стационарных областей, параметры которых значительно отличаются от параметров окружающей среды.

Одним из эффективных методов описания динамики магнитосферы при изменении параметров солнечного ветра на сегодняшний день является магнитогидродинамическое (МГД) моделирование. В частности, к ре-

шению волновых задач солнечно-земной физики можно эффективно применять методы решения классических задач математической физики [1].

II. Наиболее значительные изменения в состоянии магнитосферы часто происходят под воздействием межпланетных ударных волн (МУВ), граничные условия на которых хорошо описываются уравнениями магнитной гидродинамики. В частности, воздействие межпланетных ударных волн на магнитосферу может служить триггером магнитных бурь и суббурь.

Хотя воздействие межпланетных ударных волн на магнитосферу изучается на протяжении более 50 лет многими авторами, до сих пор не создано общей модели, объединяющей многочисленные теоретические результаты, численные расчеты и данные наблюдений в разных областях внутри и вне магнитосферы. Имеется еще ряд задач, требующих своего решения.

Так, например, нет исчерпывающего ответа на вопрос о механизме движения ГУВ сначала в анти-солнечном, а затем солнечном направлении, после преломления ударной волны солнечного ветра в магнитослой и последующего ее взаимодействия с магнитопаузой. Такое движение непосредственно зафиксировано космическими аппаратами [2].

Рассмотрим два возможных механизма движения ГУВ в солнечном направлении, предложенных в работах [3] и [4].

Известно, что на первом этапе взаимодействия МУВ S^+ с головной ударной волной ГУВ S_b в результате распада разрыва при лобовом столкновении реализуется комбинация $S^+S_b \to S_b'TS'^+$. Здесь S_b' – модифицированная ГУВ, S'^+ – преломленная в магнитослой быстрая ударная волна, T – тангенциальный разрыв. При наклонном взаимодействии в окрестности подсолнечной точки, когда угол наклона межпланетного магнитного поля к направлению вектора скорости солнечного ветра составляет 45°, комбинация усложняется $S^+S_b \to S_b'S^-CR^-S'^+$ [3], где S^- – медленная ударная волна, R^- – медленная волна разрежения. Этот результат подтверждается численным моделированием и наблюдениями космических аппаратов. После взаимодействия магнитопауза и ГУВ начинают движение по направлению к Земле.

На втором этапе преломленная в магнитослой быстрая ударная волна взаимодействует с магнитопаузой, которая моделируется тангенциальным разрывом. При этом важную роль играют обратные волны, которые могут служить причиной обратного движения ГУВ в солнечном направлении [1].

При этом взаимодействии возникают: ударная волна, которая проходит через внешнюю магнитосферу, сохраняя свой ударный характер, модифицированный тангенциальный разрыв и отраженная от границы магнитосферы обратная волна разрежения, которую можно описать обобщенной волной Римана.

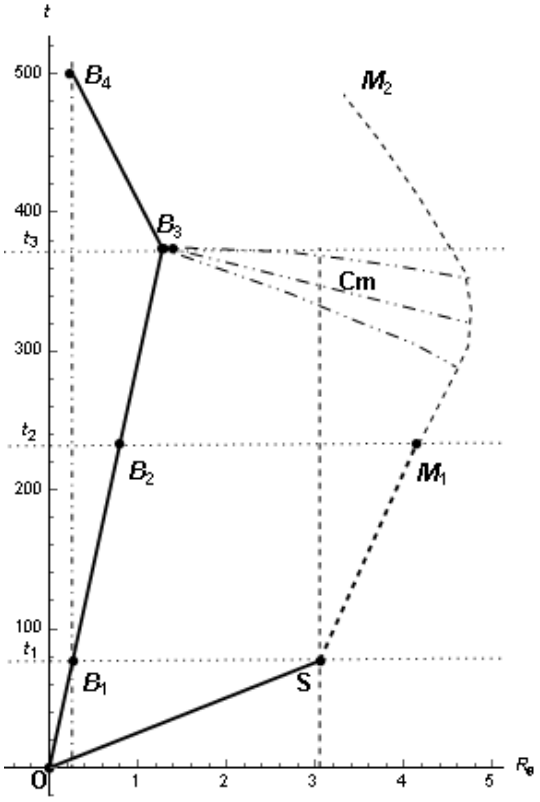


Рис. 1. Образование обратной ударной волны в магнитослое.

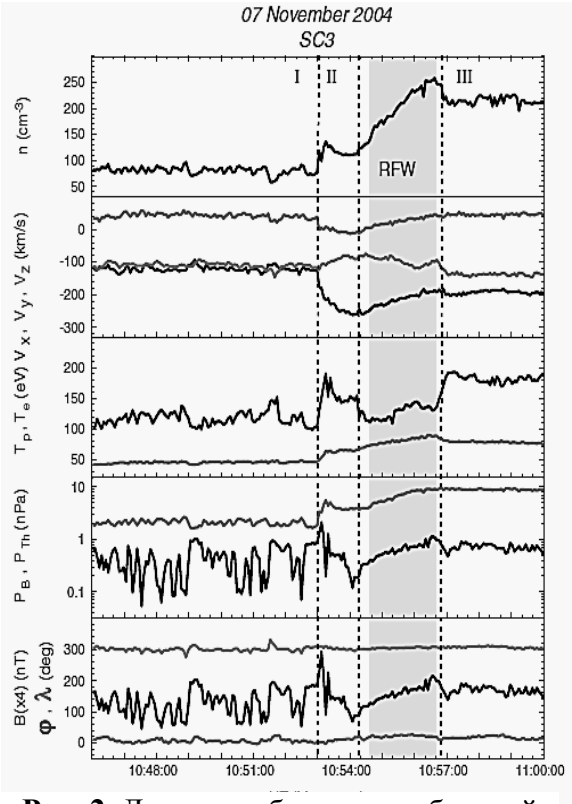


Рис. 2. Данные наблюдения обратной быстрой волны RFW.

Быстрая волна разрежения отразится от тыла ГУВ в виде прямой быстрой волны разрежения, которая, в свою очередь, воздействует на магнитопаузу, вынуждая ее двигаться к Солнцу. В работе [3] доказана возможность образования обратной, направленной к Солнцу, быстрой ударной волны в магнитослое перед магнитопаузой за счет опрокидывания быстрой неударной волны сжатия, идущей от магнитосферы к тылу фронта головной ударной волны. Впервые наличие быстрой волны сжатия в магнитослое после взаимодействия ГУВ и МУВ подтверждено наблюдением события 7 ноября 2004 года на космическом аппарате Cluster SC 3 [2]. На рис. 2. приведены данные наблюдения обратной быстрой магнитозвуковой волны RFW после прохождения МУВ [2]. Это можно считать также подтверждением возможности предложенного механизма, объясняющего движение ГУВ в солнечном направлении.

Указанное утверждение подтверждают и проведенные расчеты (рис. 1). Здесь точками указаны координаты расположения новой ГУВ, преломленной МУВ и магнитосферы Cm в последовательные моменты времени t_1 (время за которое ударная волна достигнет магнитопаузу), t_2 (момент времени, когда магнитопауза начнет двигать от Земли под действием волны разрежения), t_3 (момент времени образования быстрой обратной ударной волны).

Ломаная $OB_1B_2B_3B_4$ соответствует положению ГУВ, SM_1M_2 – Cm, OS – преломленной МУВ, M_1B_3 – обратной волне сжатия. Вертикальной пунктирной линией указано первоначальное положение магнитопаузы, а вертикальной штрихпунктирной линией указано возможное положение спутника Double Star TC1 [2].

Спутником TC1 дважды наблюдалось прохождение ГУВ, сначала в направлении к Земле, а затем обратно. Время между этими наблюдениями составляет примерно 5 мин. Наблюдаемое спутником TC1 событие [2] по условиям эксперимента совпадает с параметрами, указанными в таблице 1 для случая $M_S = 1{,}5$, и вполне укладывается в приведенную выше схему.

Для реализации предложенного механизма необходимо, чтобы опрокидывание быстрой неударной волны сжатия, идущей от магнитосферы к тылу фронта головной ударной волны, произошло перед ГУВ.

Условие образования обратной ударной волны задается неравенством: $\delta - \left|x_{\min}\right| + U_m\left(\Delta t + t_{\min}\right) \geq U_{BS1}\left(t_1 + \Delta t + t_{\min}\right)$, где $\delta = 3.05R_E$ – толщина магнитослоя до взаимодействия. Обозначим R_1 – расстояние, соответствующее левой части неравенства, R_2 – расстояние, соответствующее правой части неравенства.

Таблица 1.

M_S	U_S, (км/час)	U_{S1}, (км/час)	U_{BS1},	Um,	t_1, (сек)	t_{min}, (сек)	R_1, (R_E)	R_2, (R_E)	R_1-R_2 (R_E)
1,5	330	252	21,7	44,5	77	141	1,39	1,27	0,12
2	346	273	48,3	102,6	71	161	4,25	3,12	1,13
3	379	304	79,2	181,5	64	159	8,42	5,01	3,41

Все скорости указаны в абсолютной системе координат, относительно Земли, расстояния – в радиусах Земли R_E. Ms – число Маха ударной волны, Us – скорость ударной волны до взаимодействия, U_{S1} – скорость преломленной ударной волны, U_{BS1} – скорость новой ГУВ, Um – скорость потока перед магнитопаузой, t_1 – время движения преломленной в магнитослой ударной волны, $t_{\min}$ – минимальное значение времени за которое может возникнуть ударная волна, образуемая обратной волной сжатия.

Как видно из таблицы, для рассмотренных ударных волн неравенство выполняется, и, таким образом, волна сжатия успеет опрокинуться до встречи с тылом ГУВ. Результаты расчетов для параметров, указанных в таблице 1, приведены на рис. 3, на котором указано взаимное расположение магнитопаузы и ГУВ в момент образования обратной ударной волны.

С ростом число Маха ударной волны значительно увеличивается смещение магнитопаузы и ГУВ к Земле, увеличивается и расстояние между магнитопаузой и ГУВ. Таким образом, возникновение ударной волны за счет опрокидывания обратной волны сжатия, которое может вызвать об-

ратное смещение ГУВ в солнечном направлении, может происходить, скорее всего, при слабых ударных волнах.

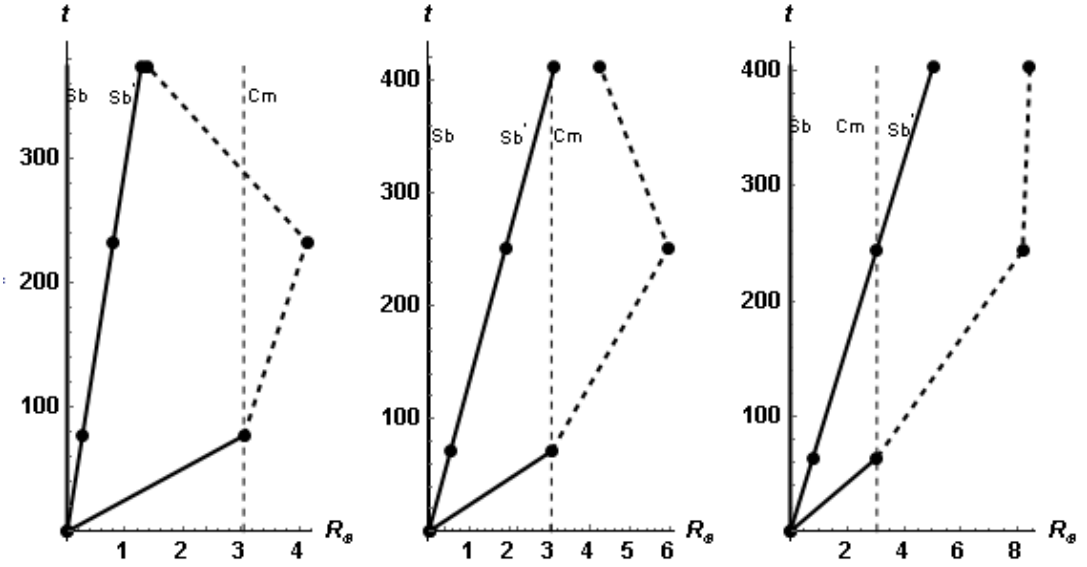


Рис. 3. Взаимное расположение магнитопаузы и ГУВ в момент образования обратной ударной волны.

При больших значениях числа Маха, возможно, будет реализовываться другой механизм, по которому движение ГУВ к Солнцу является следствием ударного взаимодействия преломленной в магнитосферу ударной волны с некоторым препятствием во внутренней магнитосфере [4]. Проведенное глобальное МГД моделирование [4] показывает, что на дневной стороне, ударная волна может быть отражена от некоторой границы, возможно плазмопаузы, а затем распространяться по направлению к Солнцу. Взаимодействие этой отраженной ударной волны с магнитопаузой вызывает вторичную быструю волну сжатия, которая в свою очередь может повлиять на движение ГУВ в солнечном направлении.

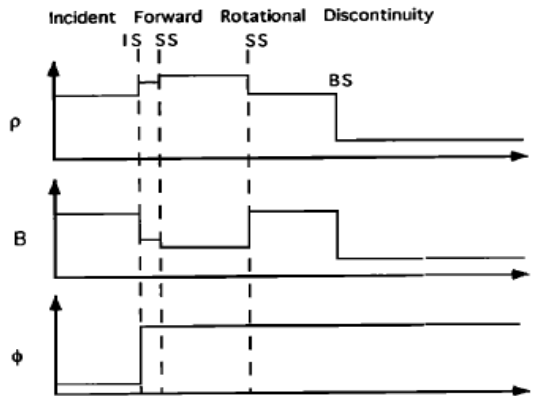


Рис. 4. Плазменная структура типа «плато».

Кроме того, при падении вращательного разрыва солнечного ветра на фронт головной ударной волны могут образоваться [5–7] прямая и обратная медленные ударные волны, образующие стационарную плазменную структуру типа «плато» с ростом плотности заряженных частиц ρ и с падением величины магнитного поля, показанным на рис. 4 [8].

Таким образом, оба рассмотренных механизма связывают движение ГУВ в солнечном направлении с образованием быстрой волны сжатия. Во-

прос в том, каков механизм образования такой волны. Требуются непосредственные наблюдения на космических аппаратах.

Основные результаты

1. Рассмотрены возможные механизмы, вызывающие экспериментально наблюдаемое движение фронта ГУВ в солнечном направлении в процессе взаимодействия МУВ с магнитосферой.
2. Проведены расчеты, подтверждающие возможность опрокидывания обратной МГД волны сжатия с образованием быстрой ударной волны при малых числах Маха МУВ.
3. Приведены результаты наблюдений, подтверждающих наличие вторичных обратных МГД волн в магнитослое.

Работа осуществлялась в рамках Программы П-9 Президиума РАН и при частичной поддержке грантом РФФИ № 11-01-00235 а)**.**

Литература

1. *Гриб С.А.* Письма в астроном. журнал, 2011, т.37, № 12, с. 955–960.
2. *Pallocchia G.* Journ. Geophys. Res. 2013, v.118, p.331–339, doi: 10.1029/ 2012JA017851.
3. *Grib S.A.* Space Science Reviews, 1982, v. 32, p. 43–48.
4. *Samsonov A.A, Sibeck D.G, Imber J.* Journ. Geophys. Res., 2007, v. 112, A12220, doi: 10.1029/2007JA012627.
5. *Пушкарь Е.А.* Изв. МГИУ. 2010. №2 (19), с.68–88.
6. *Гриб С.А., Леора С.Н.* Солнечная и солнечно-земная физика – 2014. СПб, Пулково, 2014, с. 113–118.
7. *Hubert D., Harvey C.C.* Geophys. Res. Lett., 2000, v. 27 (19), p. 3149–3152.
8. *Yan M., Lee L.C.* Journ. Geophys. Res., 1996, v.101 (A3), p. 4835–4548.

МНОГОВОЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ ВСПЫШКИ 10 МАЯ 2012: УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ И ВСПЛЫТИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Григорьева И.Ю.[1], Кузнецов А.А.[2], Мешалкина Н.С.[2], Мышьяков И.И.[2]

[1]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия

THE EMERGENCE OF HARD X-RAYS AT WEAK NON-STATIONARY PROCESSES IN ACTIVE REGIONS

Grigoryeva I.Yu.[1], Kuznetsov A.A.[2], Meshalkina N.S.[2], Myshyakov I.I.[2]

[1]Central astronomical observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia
[2]Institute for Solar-Terrestrial Physics SO RAS, Irkutsk, Russia

We present a study of the dynamics of a GOES M5.7 class flare, which occurred on 10 May 2012 in NOAA 11476, in a small group of spots near the neutral line of the local magnetic field. The properties of the hard X-ray (HXR) and microwave (MW) radiation associated with this flare are analyzed. The HXR spectra are constructed according to the Space Telescope Konus-WIND and RHESSI. Detailed analysis of one-dimensional SSRT observations (5.7 GHz) and NoRP polarimeters is made. Two-dimensional radio images (SSRT and NoRH) are reconstructed. The LOS-magnetogram (SDO / HMI) detected the emergence of a new magnetic flux in a small region adjacent to the north-west of one of the EUV flare activity centers (according to SDO / AIA). Comprehensive analysis shows that the increase in the MW radiation and in the HXR occurred almost simultaneously. Two polarized MW bursts with different properties are registered. The second burst was accompanied by appearance of a HXR-source (with energies up to 100 keV) in the loop top. We estimate the changes in the magnetic flux associated with the emergence of a new field with opposite polarity. These results directly suggest a link between the development of non-stationary processes (such as the current amplification and highly efficient particle acceleration) with the magnetic flux emergence. Such dramatic effects usually do not occur near the neutral line, but only in the events associated with large sunspots (like in powerful flares on 14 July 2000 and 20 May 2005).

Наша работа посвящена изучению локализации областей ускорения частиц относительно мест с сильными магнитными полями. Во многих мощных вспышках (особенно в импульсах) наблюдается возникновение очага вспышки в полутени/тени больших пятен как, например, в известном событии 14 июля 2000 года. В работе [1] было высказано предположение об эффективном ускорении электронов в источниках над пятнами, что в последствие получило убедительное подтверждение на примере вспышки 20 января 2005 г. [2]. В январе 2005 г. регистрировались фотоны с энергиями порядка 100 МэВ. Однако в изучаемом нами событии вспышка с высоким GOES баллом M5.7, произошла на удалении от ведущего пятна (над нейтральной линией магнитного поля в хвостовой части группы).

В предыдущей работе [3] было показано, что HXR-излучение возникает и в слабых вспышках ниже C3 GOES балла, преимущественно близ пятен, и в некоторых случаях над NL-линией. Если это происходим вне пятен, то всплытие нового магнитного поля является усиливающим фактором. Определим, не связана ли ситуация в нашем случае (вспышки M5.7) с особенностями локального магнитного поля.

На рисунке 1 показана локализация очагов исследуемой вспышки, зарегистрированной на диске в 04:11–04:23UT, с максимумом в 04:18UT в каналах GOES. На приведенных фрагментах (SDO/AIA, размер 50×50 угл. сек.) изображений в линии вакуумного УФ 1600Å (б, д) хорошо видны уярчения – область развития вспышки, что согласуется с данными в линии 171Å (а, г). Эта область располагается вблизи появления поля противоположного знака, что видно по данным продольного магнитного поля SDO/HMI на панелях (в, е) на близкие моменты времени.

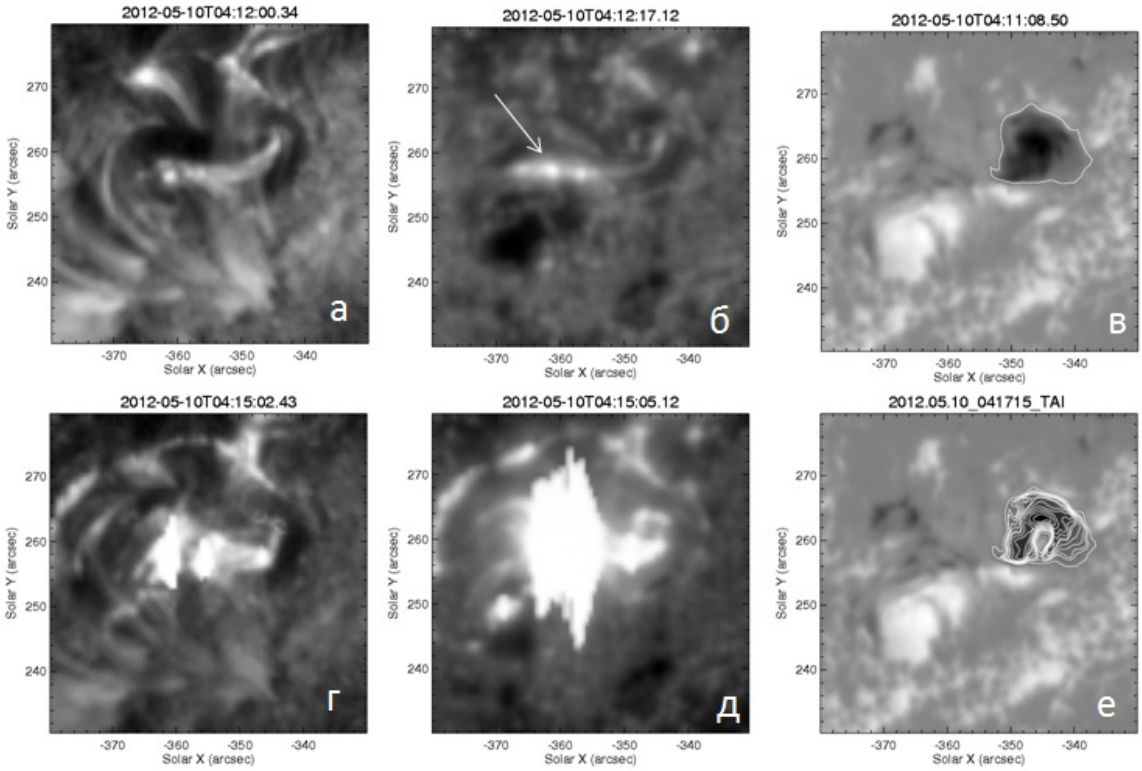


Рис. 1. Излучение в УФ-линиях 171Å (**а**, **г**) и 1600Å (**б**, **д**) на моменты времени 04:12UT до события (*вверху*) и 04:15UT на импульсной фазе (*внизу*). Справа (**в**), фрагмент LOS-магнитограммы до вспышки; контур по линии раздела полярности: область поля до всплытия; (**е**) в 04:17UT, локализованное поле противоположного знака, контуры – уровни магнитного поля от 90% до 0-линии с шагом в 10%. Стрелка указывает на ядра вспышки. Шкалы слева и внизу: расстояние от центра диска Солнца в угл. секундах.

В отличие от ранее исследованных нами вспышек (19 мая 2007 г. [3]), когда новое поле всплывало на участках с фоновыми значениями, в событии 10 мая 2012 г. мы видим появление нового магнитного поля противоположного знака непосредственно в пределах уже существующего сильно-

го поля. Так на рисунке 2 показана динамика изменения продольной компоненты (SDO/HMI), где контурами 0-линии выделен участок противоположного знака (внутренний контур), который постепенно появляется, практически в момент с началом вспышки. Таким образом, можно говорить, что эволюция в АО на уровне фотосферы сопровождает развитие вспышки в хромосфере и нижней короне, как будет показано ниже по радио и рентгеновским данным.

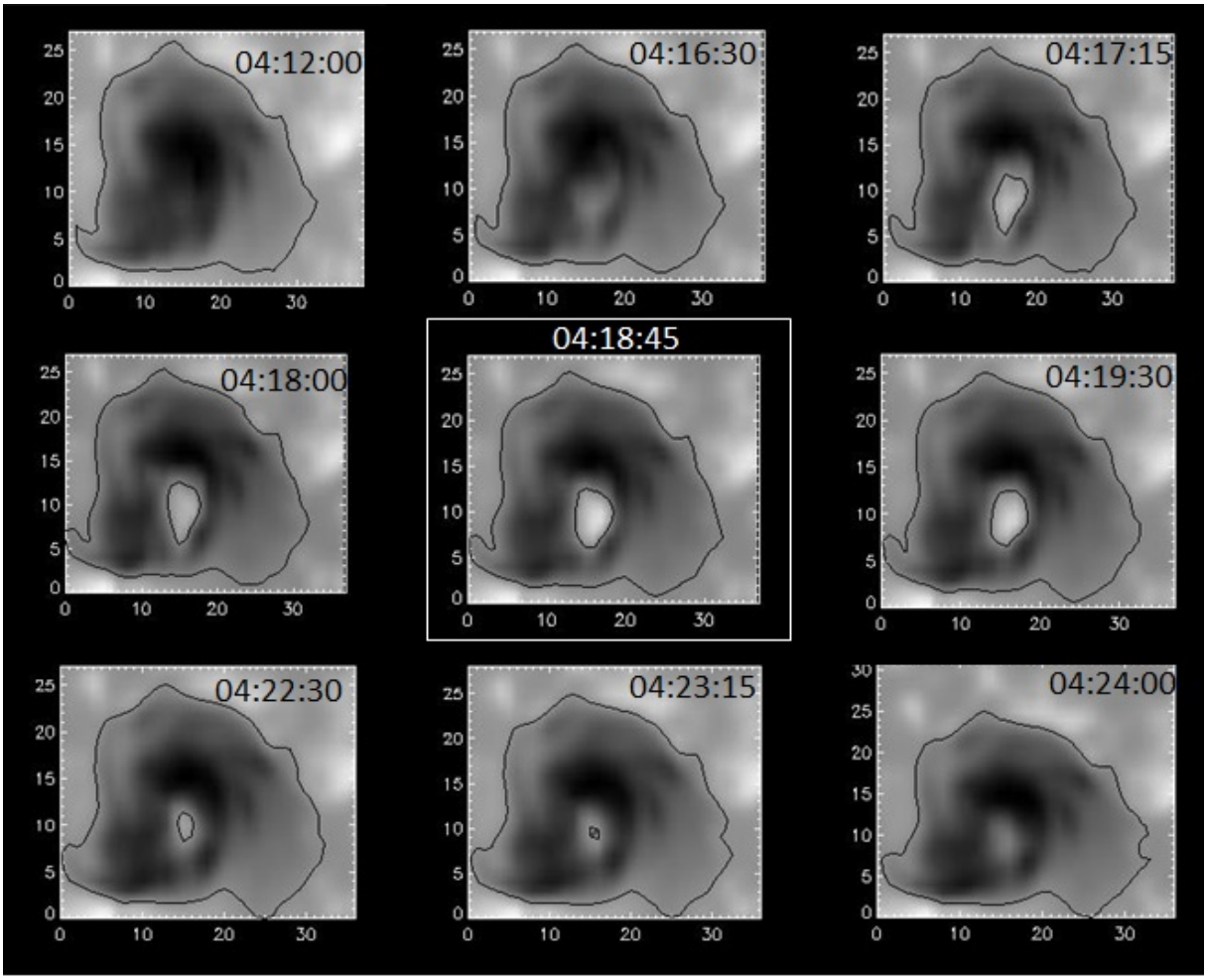


Рис. 2. Фрагменты изображения продольной компоненты магнитного поля в области всплытия в АО NOAA 11476 (SDO/HMI) 10 мая 2012 г. на моменты во время регистрации вспышки выборочно. Контуры – выделенное локальное магнитное поле по линии раздела полярности. В рамке момент максимального появления поля противоположного знака. Шкалы слева и внизу в условных единицах.

Для оценки HXR-излучения мы воспользовались данными прибора Konus [4] (спутник WIND), который способен регистрировать излучение с энергиями частиц в диапазоне >100 кэВ при инструментальном фоне ниже, чем у телескопа на борту RHESSI. Одномерные данные на частоте 5.7 ГГц позволяют получать информацию об излучения на высотах нижней короны с временным разрешением до 14 мс при сканировании антенной решеткой в двух перпендикулярных направлениях (NS и EW), что позволяет регистри-

ровать быстрые солнечные события с тонкой структурой [4]. На рисунке 3 (слева) видно, что зафиксированный всплеск на 5.7 ГГц (в ~04:15:30UT) согласуются с данными HXR-диапазона.

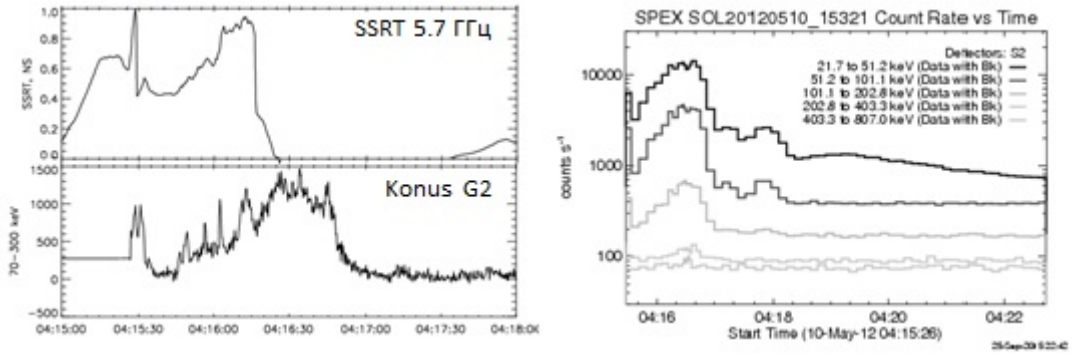


Рис. 3. *Слева вверху*: вспышечное излучение, зарегистрированное в MW-диапазоне (одномерный скан NS-решетки, 5.7 ГГц, ССРТ). *Слева внизу*: излучение в HXR-диапазоне зарегистрированное детектором G2 (70-300 кэВ, Konus-WIND) в тот же момент. *Справа*: HXR-излучение (энергии до ~800 кэВ). Шкалы: внизу – время UT, слева – скорость счета секундах и амплитуда в условных единицах.

В рассмотренном вспышечном событии M5.7 одновременный рост излучения в MW- и HXR-диапазоне совпал с моментом всплытия нового магнитного поля (смены знака) по LOS-данным SDO/HMI вблизи очагов вспышки. В MW-диапазоне зарегистрированы 2 всплеска с различными свойствами поляризованного излучения (второй сопровождался HXR-источником в вершине петли с энергиями до 100 кэВ), по-видимому, в одной из областей ускорения частиц. Зарегистрированное рентгеновское излучение характеризуется степенным дифференциальным спектром, с индексом 4.5–5.0 в интервале 50–200 кэВ (Konus-WIND).

Таким образом, в проанализированном случае показана связь между развитием нестационарных процессов и всплытием (изменением знака) поля, усилением тока и весьма эффективным ускорением частиц. Эти явления в HXR-диапазоне, обычно не происходят над NL-линией поля вне пятен, а в сильных полях с эффективным ускорением над пятнами (например, 14 июля 2000 и 20 января 2005).

Авторы благодарят М.А. Лившица (ИЗМИРАН), Г.В. Руденко и С.В. Лесового (ИСЗФ РАН) за содействие в выполнении этого исследования.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 14-02-0092, 15-02-03717.

Литература

1. *М.А. Лившиц, А.В. Белов.* АЖ, 2004, 81(8), с. 732–745.
2. *Grechnev, V.V., Kurt, V.G., Chertok, I.M., Uralov, A.M., et al.* 2008, Solar Phys. 252, 149.
3. *V.I. Vybornov, I.Yu. Grigor`eva, M.A. Livshits, et al*. 2015, G&Aer., V. 54, № 8, (in press).
4. *Aptecar, R., Frederiks, D., Golenetskii, S., et al.* 1995, Space Sci. Rev., 71, 265.
5. *Grechnev V.V., Lesovoi S.V., Smolkov G.Ya., et al.* 2003, Solar Phys. 216, 239.

АНАЛИЗ ГЕОМАГНИТНО-ИОНОСФЕРНЫХ БУРЬ, ИНИЦИИРОВАННЫХ ВОЗМУЩЕНИЯМИ ММП, И ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Гуляева Т.Л.
ИЗМИРАН, Москва, Россия

ANALYSIS OF GEOMAGNETIC-IONOSPHERIC STORMS INDUCED BY IMF AND SOLAR WIND DISTURBANCES

Gulyaeva T.L.
IZMIRAN, Moscow, Russia

We present the global ionosphere response to disturbances of the Interplanetary Magnetic Field (IMF) and solar wind (SW). Investigation is carried out for 67 Auroral Electrojet (AE) storms, the ring current Dst storms and the Total Electron Content from Global Ionospheric Maps (GIM-TEC) for 1999–2015. The storm onset is specified with thresholds of IMF parameters (B, dB/dt, Bz) followed by AE ≥ 1000 nT. TEC storm intensity is determined by relative density of clouds of enhanced TEC as compared with quiet reference level (Vp) and relative density of large-scale troughs of ionization for the negative phase of the ionospheric storm (Vn). General patterns of solar wind speed Vsw, AE and Dst indices, Vp and Vn parameters during the storms are deduced by superposed-epoch analysis. The storm profile of Vp reveals global positive plasma irregularities in 2% to 20% of cells on the map. The profile of intensity of the negative storms Vn vary within 2% to 8% of the ionosphere delayed by 12 h as compared with Vp values. Though we are in the early stage of reliable predictions of the plasma clouds and troughs at the ionosphere storms as it is routine in the meteorological weather forecasts, however, the lag (time shift) of some processes regarding others allows predictions of the processes during 48 h after a storm onset captured with IMF, SW and AE.

Проведен анализ глобального отклика ионосферы на возмущения межпланетного магнитного поля (ММП) и солнечного ветра (СВ). Составлен каталог 67 геомагнитно-ионосферных бурь на основе AE-индекса авроральной электроструи и его модификации AEs с помощью скользящей медианы с окном в 7 ч [1], бурь Dst индекса и бурь полного электронного содержания (TEC) по глобальным картам GIM-TEC за 1999–2015 гг. [2–3].

Начало бури определяется по пороговым значениям параметров ММП (B, dB/dt, Bz) и максимальному значению AEs ≥ 900 нТл [1, 4]. На рис. 1 показана выборка бурь по параметрам ММП: (1) IMF B возрастает за 3ч на $\Delta B \geq 3$ нТл; (2) $dB/dt \geq 3$ нТл/ч; (3) $Bz < 0$. Совокупность критериев (1–3) является необходимым, но не достаточным условием возникновения геомагнитно-ионосферной бури. Каталоги геомагнитно-ионосферных бурь (рис. 1) составлены по пороговым значениям амплитуды индексов: (4) ионосферный индекс $Wp \geq 5.0$ для бурь полного электронного содержания TEC [2-3]; (5) $Dst \leq -100$ нТл; (6) $AE \geq 1000$ нТл, (7) $AEs \geq 900$ нТл. Ини-

циация бурь (4–7) параметрами ММП (1–3) наблюдается для 67 бурь (столбец 1–8), анализ которых является предметом данного исследования.

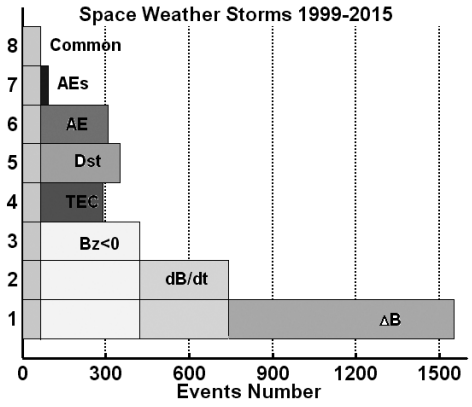


Рис. 1.

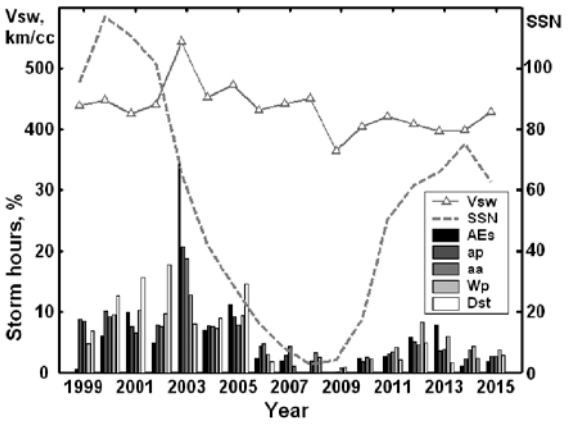


Рис. 2.

В 2003 году, следующем после импульсного повышения УФ, наблюдались исключительно мощные и длительные высокоскоростные потоки (ВСП) солнечного ветра (СВ). Известно, что «быстрый» солнечный ветер исходит из коронарных дыр, которые появляются в плоскости эклиптики обычно на спаде солнечного цикла, и у Земли имеет скорость до 1000 км/с. На рис. 2 приведено распределение по годам скорости СВ, слабо коррелированной с числом солнечных пятен (SSN), и относительной длительности геомагнитно-ионосферных бурь, наиболее частых на ветвях спада и роста солнечного цикла. В 2003 г. в течение многих месяцев подряд средняя скорость СВ была повышена до 500–800 км/с и было зафиксировано самое большое среднегодовое значение 543 км/с. Видно, что в 2003 г. наблюдалась максимальная длительность бурь AEs (35%), максимальная возмущенность геомагнитных ap и kp индексов (21%) и aa индекса (19%), максимальная длительность глобальных ионосферных бурь TEC-Wp (13%). Длительность Dst бурь кольцевого тока составила 17% в 2002 г. и 9% в 2003 г.

Введем определение интенсивности отклика ионосферы на возмущение ММП и солнечного ветра относительной плотностью облаков повышенного TEC по сравнению со спокойным фоновым уровнем (Vp) и относительной плотностью крупномасштабных провалов в ионизации в так называемой отрицательной фазе ионосферной бури (Vn).

На рис. 3 приведены в геомагнитных координатах (а) карта TEC и (б) Vσ-индекс изменчивости TEC, нормализованный по стандартному отклонению σ от медианы (размерность Vσ означает отличие текущего значения TEC на ±1σ, ±2σ, ±3σ, ±4σ от медианы). Показан момент пика супер бури 30 октября 2003 г. в 02:00 ч. На рис. 3б видна облачная структура ионо-

сферной возмущенности (светлые участки) и провалы в ионизации (темные образования).

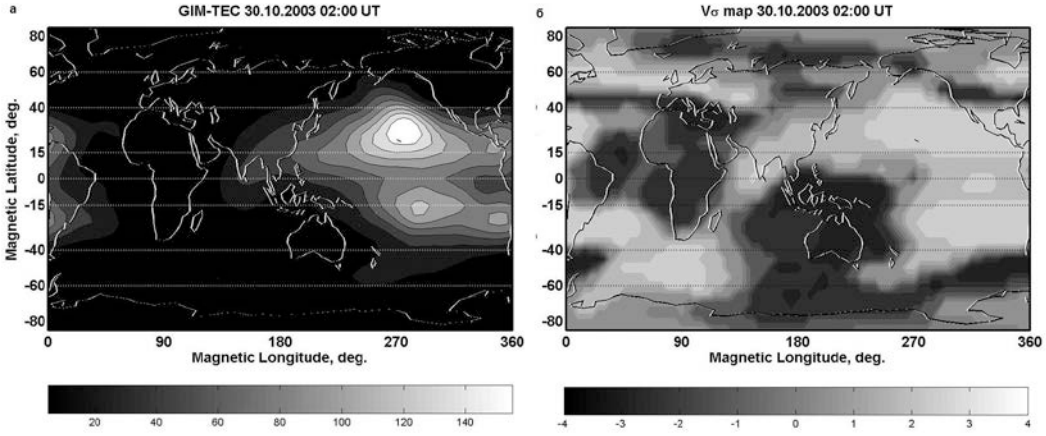


Рис. 3.

Методом наложения эпох выведен типичный профиль изменения скорости СВ во время бурь, профили бурь AE и Dst, и ионосферных показателей изменчивости облаков и провалов в ионизации. Результаты показаны на рис. 4 после нормировки указанных параметров к максимальному их значению в каждой буре. Профиль интенсивности положительных бурь TEC показал глобальную облачность плазмы от 2% до 20% ячеек на карте. Профиль интенсивности отрицательных бурь TEC меняется от 2% до 8%, но с запаздыванием на 12 ч по сравнению с пиком облачности (рис. 4).

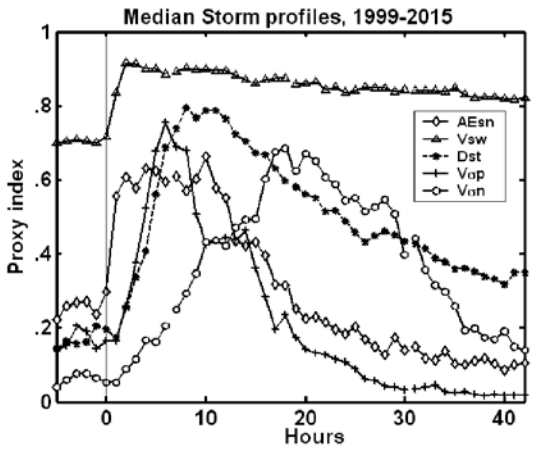


Рис. 4.

На рис. 5 показан пример параметров ММП, СВ и геомагнитно-ионосферной бури на спаде 24-го цикла СА 7–12 сентября 2015 г. Хорошо просматривается начало бури 7.09.2015 в 12:00 ч, заметное в росте ММП B при Bz <0, скачке скорости СВ, и соответствующими возмущениями геомагнитных индексов AE, Dst, ap, kp, и ионосферных индексов Wp, Vp и Vn.

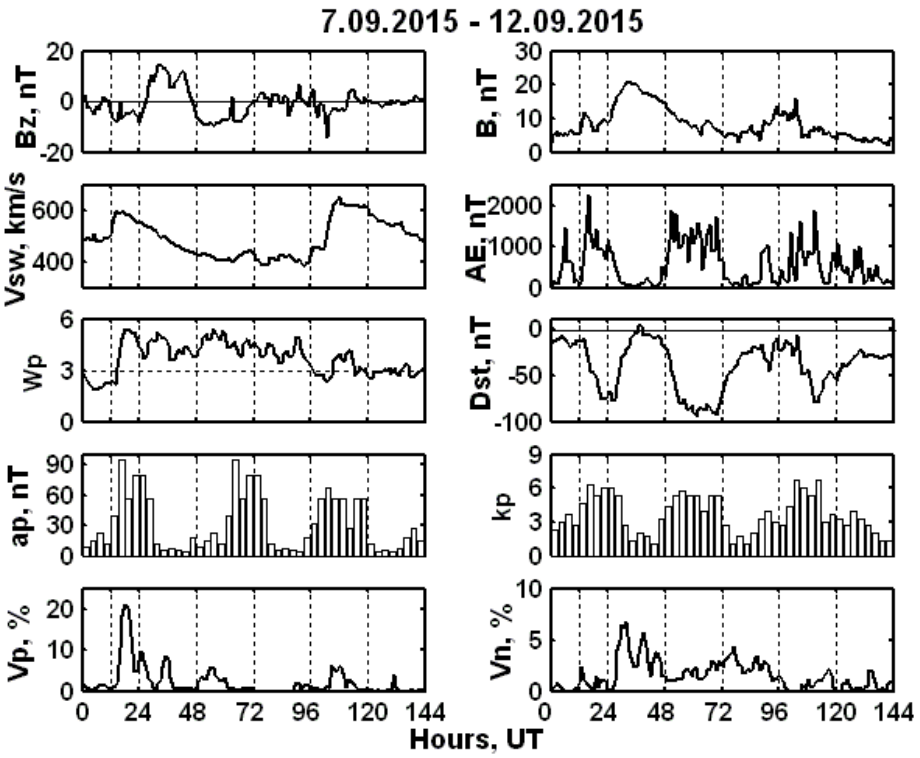


Рис. 5.

Для решения задачи прогнозирования динамики крупномасштабных облаков и провалов в ионосферной возмущенности, подобно метеорологическим прогнозам, необходимы дальнейшие исследования. В этом направлении результаты проведенного анализа показывают, что сдвиг во времени (запаздывание) одних процессов по сравнению с другими позволяет при появлении признаков начала бури в параметрах ММП и солнечного ветра и наземном мониторинге геомагнитных и ионосферных параметров прогнозировать развитие рассмотренных процессов в течение 48 ч после начала бури.

Литература

1. *Yenen S.D., Gulyaeva T.L., Arikan F., Arikan O.* // Adv. Space Res. 56(7), 1343–1353, 2015.
2. *Gulyaeva T.L., Stanislawska I.* //Ann. Geophys. 26, 2645-2648, 2008.
3. *Gulyaeva T.L., Arikan F., Stanislawska I.* //Adv. Radio Sci., 12, 261-266, 2014.
4. *Tsagouri I., Belehaki A.* //Adv. Space Res. Vol. 37, 420-425, 2006.
5. *Gulyaeva T.L., Arikan F., Stanislawska I., Poustovalova L.V.* // J. Geogr. Earth Environ. Int., 4, 1–13, http://sciencedomain.org/issue/1438, 2015.

ВЛИЯНИЕ ОРБИТАЛЬНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ И СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ИЗМЕНЧИВОСТЬ КЛИМАТА С МОМЕНТА ОКОНЧАНИЯ ПОСЛЕДНЕГО ОЛЕДЕНЕНИЯ

Дергачев В.А.
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

INFLUENCE OF ORBITAL FORCING AND SOLAR ACTIVITY ON VARIABILITY OF THE CLIMATE FROM THE MOMENT OF THE LAST GLACIATION TERMINATION

Dergachev V.A.
Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

At present natural climate change operates together with the changes caused by the human impact on climatic system. The end of last glacial maximum took place approximately 20 thousand years ago and is marked by simultaneous increase in temperature and in content of carbon dioxide in the Earth's atmosphere. The present interglacial period (Holocene) started about 11.5 thousand years ago after the termination of the last glacial maximum. Nevertheless the goal to identify the moment when the Holocene ends is of current importance.

To decode the evolution of a global climate from the moment of the termination of the last glacial period, including Holocene, and to investigate the variability and contribution of various factors affecting the climate, we analyzed in this work a number of natural dated archives, such as lake and oceanic sediments, peat deposits, annual tree rings and ice cores. A special attention was given to climate oscillations (warm and cold periods), allocated on all investigated intervals. Paleoclimatic proofs of the Earth's orbit and solar variability effects on terrestrial climate in the past are presented.

A substantial inconsistence between the temperature deduced from natural archives (cooling trend) and the one obtained as a result of climate modeling (warming up) was found. After a thorough analysis of numerous high-latitude tree rings covering the last 2 000 years we have concluded that there is a long term cooling effect which can be explained by a gradual increase of the Sun-Earth distance.

1. Введение

Для прошлого примерно миллиона лет в изменении глобального климата на ~100-тысячелетних масштабах имели место ледниково-межледниковые колебания. Средняя земная температура в течение более чем 90% времени такого колебания была более холодной, и часто на ~5–10 градусов, чем в настоящее время. Максимум последнего ледникового периода приходится примерно на 21–20 тыс. лет назад. С момента начала его окончания отмечаются одновременные повышение температуры и содержание углекислого газа в земной атмосфере. После окончания ледникового периода 11.7–11.5 тыс. лет назад наступила межледниковая эпоха (Голоцен) с относительно стабильным тёплым климатом.

Во время 20-го столетия по результатам прямых измерений установлен факт изменения климата, т.е. среднее глобальное потепление на 0.6 ± 0.2°C [1]. Оно было в большей части приписано антропогенному влиянию на климат, в частности, сжиганию ископаемого топлива, которое увеличивает концентрацию парниковых газов в атмосфере (особенно долгоживущий CO_2). Текущий интерес к роли Солнца в изменении климата связан с тем, что изменчивость интенсивности солнечной радиации может играть активную роль в этом повышении температуры (полное солнечное излучение важно для изменения климата).

История климатической системы прошлых 21–20 тыс. лет включает в себя комбинированные изменения, связанные с приходящей на Землю солнечной радиацией и солнечной активностью, а также с изменениями концентрации атмосферных парниковых газов, уровня морей, океанов, протяжённости ледниковых щитов. Глобальное среднее повышение поверхностной температуры воздуха во время отступления оледенения может быть обусловлено изменяющемуся радиационному воздействию от указанных выше факторов [2].

Основное внимание в статье уделяется изучению изменений климата с момента окончания последнего оледенения, включая Голоцен. Изучение восстановленной из природных данных изменений температуры на этом временном интервале позволило выделить ряд осцилляций (повышения и понижения) температуры, налагаемые на долговременную тенденцию повышения температуры, например, холодное событие Молодой Дриас в интервале с ~ 13.5 до 11.5 тыс. лет назад.

Обращается внимание на существенное несоответствие между изменениями температуры в течение Голоцена, выведенной из обилия косвенных данных (тенденция похолодания), полученных в последнее время, и воспроизводимой в моделях климата (тенденция потепления). Также прослежена долгосрочная тенденция похолодания в летней температуре последних 2 тыс. лет, которая может быть обусловлена постепенным изменением положения Солнца и увеличением расстояния между Землей и Солнцем.

2. Климатические осцилляции с момента окончания последнего оледенения

Когда ученые начали анализировать доказательства изменения палеоклимата по Гренландским и Антарктическим кернам льда, а также океаническим отложениям, они установили, что данные поддерживают время образования ледниковых периодов согласно астрономической теории. Заметим, что это медленные изменения и соответственно должны быть постепенные изменения климата. Но также было найдено, что имело место и быстрое изменение климата, что не укладывается в рамки орбитальной теории. Резкие климатические события в период последнего отступания оледенения хорошо определяются в данных ледовых кернов из полярных

областей обоих полушарий. Морские отложения подтвердили эти особенности. Таким образом, другие факторы должны быть учтены, в частности, нелинейный отклик на внешние воздействия в климатической системе.

Период перестройки глобального климата и отступания ледяных щитов с момента окончания последнего оледенения, как отмечено, например, в [3] хорошо зарегистрирован по результатам изучения многочисленных палеоданных. Климат прошлых ~ 20 тыс. лет был всесторонне изучен в ряде международных совместных проектов, например [4]. Обширное пространственное покрытие палеоданными позволяет оптимально изучать не только тенденции в изменении климата, обусловленные воздействиями отдельных орбитальных параметров и парниковых газов, но и комбинированным вкладом обратных связей орбитального воздействия и парниковых газов на систему ледовый щит-климат.

На рис. 1а показаны изменения концентрации углекислого газа в атмосфере Земли, аномалии глобальной температуры и солнечной инсоляции на 65° с.ш. с начала последнего отступания ледников. Рост содержания углекислого газа в атмосфере по окончании последнего оледенения может быть связан с начавшимся перемешиванием океана. Видно, что примерно три тысячи лет имело место незначительное снижение уровня CO_2, а затем до ~ 14 тыс. лет назад имел место подъём и последующий спад, а с ~ 11 тыс. лет назад начал формироваться устойчивый длительный подъем содержания CO_2. Прослеживаемые особенности изменения уровня CO_2 в районе 14–11 тыс. лет назад согласуются с изменением температуры (рис. 1б).

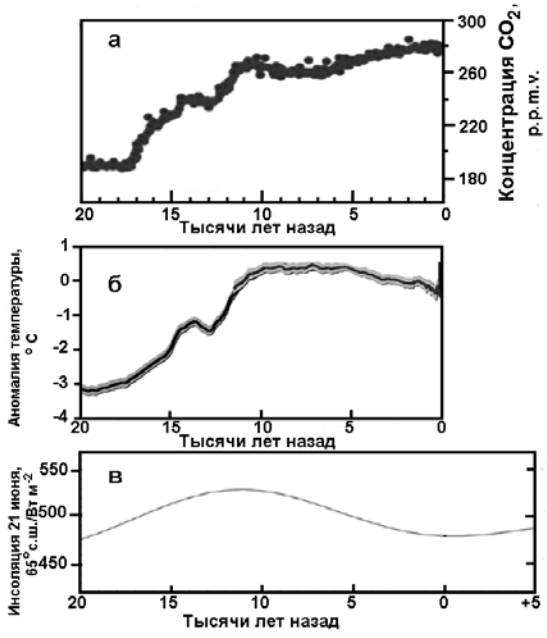


Рис. 1. Изменения в течение последнего отступания ледников: **а)** концентрации CO_2 в атмосфере Земли [5], полученного в разных лабораториях различными методами; **б)** глобальной температуры, рассчитанной из 80 глобально распределенных косвенных данных высокого разрешения о температуре в прошлом [6] и **в)** солнечной инсоляция на 65° с.ш. в летнем солнцестоянии, рассчитанной по [7].

Солнечная инсоляция управляет климатической системой Земли (см. например, [8]). Летняя инсоляция на 65°с.ш. (рис. 1в) особенно важна для формирования и потерь ледяных щитов северного полушария. Как свидетельствует рис. 1в, снижение в летней инсоляции примерно с 10 тыс. лет

назад и рассчитанное на 5 тыс. лет вперед, по-видимому, стимулировало наблюдаемое на рис. 1б, и как показано ниже, длительное понижение температур в современном межледниковье.

Рассмотрим более детально осцилляции климатических параметров с момента окончания последнего оледенения (LGM). На рис. 2 внизу отмечены кратковременные потепления и похолодания климата в это время. Наиболее выразительным является период холодных условий – Younger Dryas (YD) – (серая колонка) на рис. 2. Этот период холодных условий наступил после теплой стадии Bølling/Allerød (B/A), максимум которой имел место примерно 14 тыс. лет назад. Почти внезапно около 14500 лет назад глобальный климат начал переходить в ледниковое состояние, и температуры северного полушария приблизились к ледниковым значениям. Этот период холодных условий Молодой Дриас (Younger Dryas) стал распространённым в Европе в то время. Конец Молодого Дриаса около 11500 лет назад был особенно резким. В Гренландии за десятилетие температуры повысились до 10°C. На рис. 2 даны изменения климата в Молодом Дриасе, включая похолодание и аккумуляцию снега в Гренландии, похолодание в тропическом бассейне Cariaco, потепление в Антарктиде и оцениваемом потоке тающих вод с Лаврентийского ледяного щита в Канаде [9].

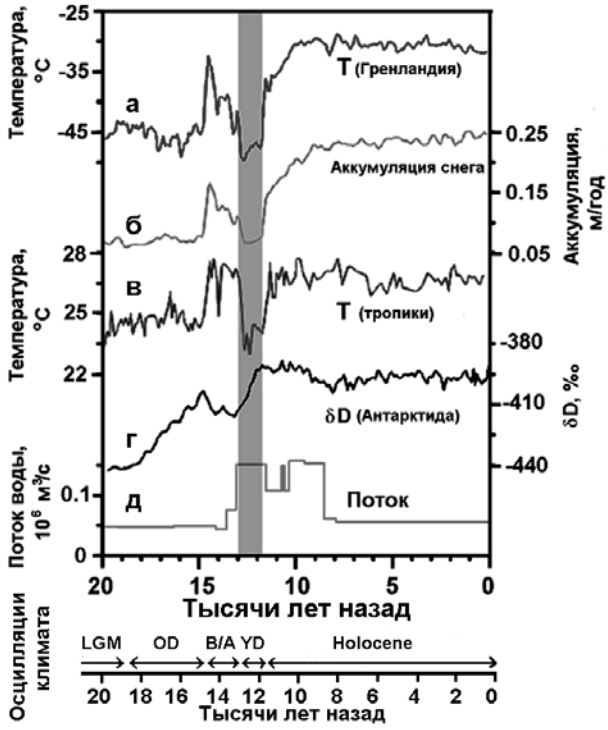


Рис. 2. Изменения климатических параметров с момента окончания последнего оледенения, включая период холодных условий Молодой Дриас (серая колонка): **а)** температуры в Гренландии по данным кернов льда станции GISP 2, **б)** накопления снега (GISP 2), **в)** температуры в тропиках (бассейн Cariaco), **г)** температуры (концентрации дейтерия) в Антарктиде (станция EPICA) и **д)** потока тающих вод с Лаврентийского ледяного щита [9].

Внизу указаны интервалы кратковременных похолоданий и потеплений: LGM – максимум последнего оледенения, OD – Oldest Dryas, B–A – Bølling–Allerød, YD – Younger Dryas и Holocene.

3. Эволюция глобальной поверхностной температуры в последнее межледниковье и последние два тысячелетия

Реконструкции региональной и глобальной температуры из палеоархивов (рис. 3а и 3б) для последних 11 300 лет показывают (например, [10,

11], что тёплый период продолжался с ~ 10 до 5 тыс. лет назад с последующим похолоданием на ~ 0.7°C примерно 200 лет назад, а наиболее холодные температуры оказались в Малом Ледниковом периоде (16–19 вв.). Это глобальное похолодание сбивает с толку, потому что оно противоположно ожидаемой и моделируемой тенденции глобального потепления вследствие отступающих ледниковых щитов и возрастающих атмосферных парниковых газов [12]. Решение этой загадки температуры Голоцена важно для понимания механизмов отклика на воздействия и уточнения времени окончания современного межледниковья. Важно отметить, что модели имеют тенденцию подавлять изменчивость регионального уровня, фиксируемую в данных природных архивов.

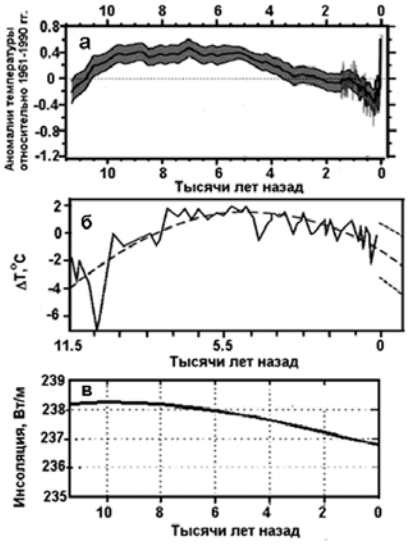


Рис. 3. Изменение температуры в Голоцене: **а)** Реконструкция региональной и глобальной температуры для последних 11 300 лет из 73 различных источников – [10]; **б)** Тенденция изменения среднегодовой температуры на Востоке Европы в Голоцене [11]. Штриховая линия – отклонение от средней. **в)** Изменение годовой летней инсоляции на 60°с.ш.

Наложенными на тенденцию похолодания являются небольшие глобальные потепления и похолодания до нескольких долей градуса по Цельсию, длящиеся от нескольких десятилетий до столетий и отражающие небольшие изменения в выходной мощности Солнца.

Обратим внимание на поведение солнечной инсоляции в этот период. Летняя инсоляция, определенная орбитой Земли и наклоном оси, достигла пика последний раз в северном полушарии приблизительно 11 тыс. лет назад в начале современного межледниковья. С тех пор, как видно на рис. 1в, инсоляция северного полушария находится на стадии постоянного снижения, что согласуется с тенденцией изменения температуры на рис. 1а и 1б.

Последние два тысячелетия позволяют проводить сравнение инструментальных данных с изменчивостью от мультидесятилетий до столетий, возникающей в результате внешних воздействий и внутренней климатической изменчивости.

Международная команда ученых опубликовала реконструкцию климата с высоким разрешением в Северной Европе за прошлые 2 000 лет

[13], основанных на информации, даваемой годичными кольцами, и установили существенное летнее похолодание за прошлые два тысячелетия на северных широтах. Они вычислили долгосрочную тенденцию похолодания на –0.31±0.03°C за тысячу лет (рис. 4), которая, согласно орбитальной теории, может быть связана с постепенными изменениями положения Солнца и увеличения расстоянии между Землей и Солнцем. Результаты исследований показывают, что современное потепление, несмотря на резкое увеличение углекислого газа в последние десятилетия, не превышает предшествующих потеплений (римского и средневекового).

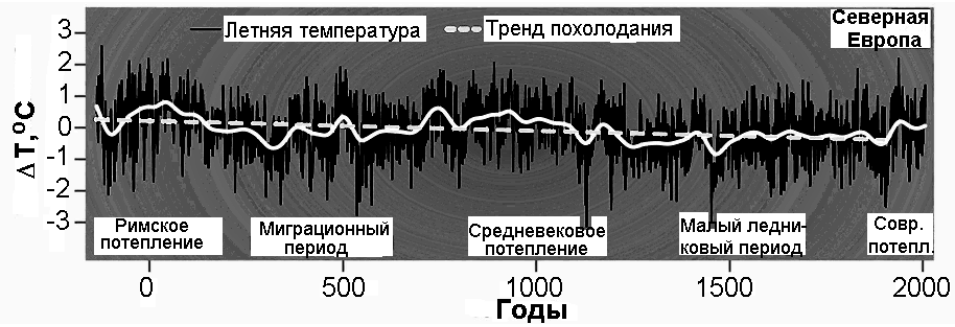


Рис. 4. Изменение летней температуры в Северной Европе [13]. Указаны годовые изменения летней температуры (вертикальные чёрные линии), температуры после сглаживания 100-летним фильтром (светлая кривая) и тренд похолодания (светлая штриховая линия).

Таким образом, современное потепление, более вероятно, следует отнести к естественным причинам, чем к деятельности человека. Чтобы расшифровать естественную изменчивость в климатической системе и вызванные человеком воздействия на глобальный климат и оценить время окончания современного межледниковья, следует проводить критический анализ изменения климата в прошлом, учитывая, что климат функционирует на долговременной шкале времени.

Литература

1. IPCC, Climate change 2001: The scientific basis, *Houghton, J.T. et al., Eds.,* New York: Cambridge Univ. Press, 2001.
2. *Clark P.U. et al.* P. Natl. Acad. Sci. USA. V.109. P. E1134–E1142.
3. *Heinemann M. et al.* Climate of the Past. 2014. V. 10. P. 1567–1579.
4. *Alder J.R. and Hostetler S.W.* Climate of the Past. 2015. V.11(3). P. 449-471.
5. *Schmitt J., et al.* Science. 2012. V. 336. P. 711–714.
6. *Shakun J. et al.* Nature. 2012. V. 484. No. 7392. P. 49–54.
7. *Berger* A. *and Loutre M.F.* Quaternary Science Reviews. 1991. V. 10. P. 297–317.
8. *Lockwood M.* Surveys in Geophysics. 2012. V. 33 (3-4). P. 503–534.
9. http://www.ncdc.noaa.gov/paleo/abrupt/data4.html.
10. *Marcott S.A., Shakun J.D., Clark P.U., Mix A.C.* Science. 2013. V. 339. P. 1198–1201.
11. *Котляков В.М.* Солнечно-земная физика. 2012. Вып. 21. С. 110–114.
12. *Liu Z.Y. et al.* P. Natl .Acad .Sci .USA. 2014. V. 111(34). P. E3501-E3505.
13. *Esper J. et al.* Nature Climate Change. 2012. V. 2. P. 862–866.

ИЗМЕРЕНИЕ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ ЗВУКА И РАССТОЯНИЙ МЕЖДУ УРОВНЯМИ АТМОСФЕРЫ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ТРЕХМИНУТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Дерес А.С., Анфиногентов С.А.
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск

THE ESTIMATION OF THE SOUND SPEED AND THE EMISSION FORMATION HEIGHTS ABOVE SUNSPOTS FROM THE MULTILEVEL OBSERVATIONS OF THREE MINUTES OSCILLATIONS

Deres A., Anfinogentov S.
Institute of solar-terrestrial physics, Irkutsk

We present a seismological method to measure the sound speed and vertical distance between different layers of the sunspot umbrae atmosphere. Our technique allows us to estimate both the vertical distance between atmosphere layers and the wave propagation speed without specifying any extra parameters like sound speed or emission formation heights. We estimated the vertical distance between emission layers in the temperature minimum (1600 Å) and the transition region (304 Å) as well as the average sound speed above the sunspot umbrae for 3 active regions. We found that the distance between the temperature minimum and the transition region lies in the range of 500–800 km for the sunspot umbrae. The estimated wave propagation speed was found to be about 30 km/s. This value is close to the expected sound speed in the chromosphere.

Введение

Трёхминутные колебания являются одним из основных динамических процессов, наблюдаемых в атмосфере солнечных пятен и, согласно общепринятым представлениям, представляют собой медленные магнито-звуковые волны. Свойства этих волн, такие как период и скорость распространения, зависят от параметров среды, где они распространяются. Поэтому многоуровневые наблюдения трёхминутных колебаний дают возможность получения новой информации об атмосфере над солнечными пятнами [4]. Так, наблюдаемая задержка распространения колебаний между разными уровнями атмосферы при известных высотах формирования соответствующих спектральных линий позволяют оценить среднюю скорость звука [5]. С другой стороны, если известна скорость звука, можно оценить расстояние между излучающими слоями [1]. Таким образом, один из двух искомых параметров приходится считать задавать, согласно той или иной модели.

В нашей работе мы исходим из того, что все параметры должны быть получены из наблюдательных данных без привлечения модельных оценок. Для этого в качестве дополнительной наблюдательной информации мы

измеряем смещение волн в пространстве, возникающее при их распространении вверх вдоль линий магнитного поля. Геометрия магнитного поля в свою очередь определяется с помощью экстраполяции фотосферных наблюдений магнитного поля [6]. Привлечение дополнительных данных позволило нам избавиться от ненаблюдаемых параметров в виде высот формирования излучения или скорости распространения колебаний.

Для работы были выбраны наблюдения, выполненные космическим аппаратом SDO/AIA, трех активных областей: NOAA 11131 (8.12.2010), NOAA 11582 (2.10.2012) и NOAA 11711 (6.04.2013). Были взяты последовательности изображений с центра хранения данных SDO http://jsoc.stanford.edu на длинах волн 1600 и 304 Å длительностью 10 часов.

Обработка данных была выполнена с помощью языка программирования IDL и включила в себя следующие этапы: интерполяция данных на регулярную сетку; фильтрация в диапазоне периодов 2–4 минуты; измерение смещений и задержек методом кросс-корреляции; экстраполяция магнитного поля из фотосферной магнитограммы; оценка разности высот излучающих слоев через сопоставление измеренных смещений с наклоном магнитного поля; расчет скорости распространения колебаний из измеренного расстояния и задержки.

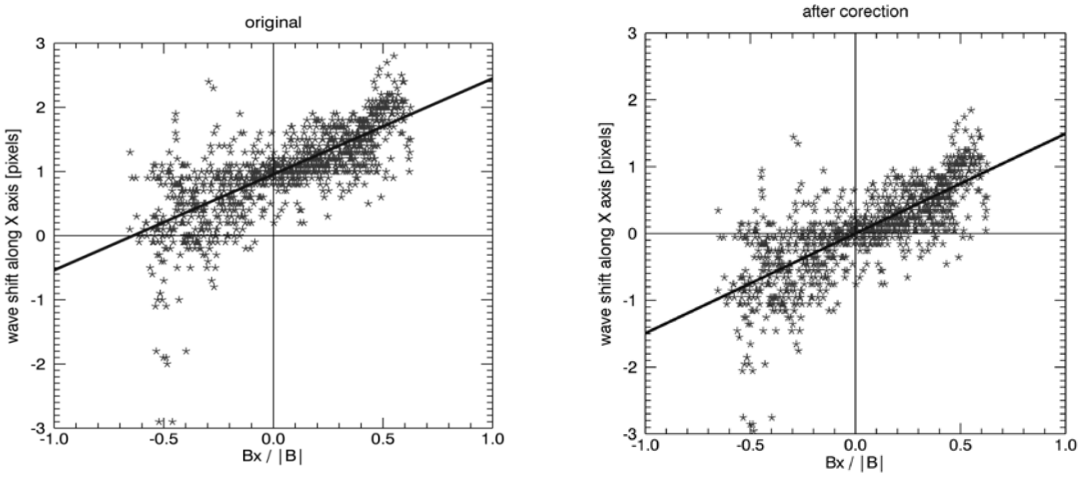


Рис. 1. Зависимость измеренных смещений от наклона магнитного поля относительно луча зрения. Справа показан результат коррекции несовмещенности разных каналов.

Трёхминутные колебания, являясь медленными магнито-звуковыми волнами [3], распространяются вдоль магнитного поля. Если силовые линии магнитного поля располагаются под углом к лучу зрения, то распространяющаяся волна смещается в картинной плоскости. В случае если силовая линия оказывается параллельно лучу зрения, такого смещения происходить не должно. Зависимость смещения волны от наклона магнитного поля относительно луча зрения представлена на рис. 1 слева. Видно, что

нулевому наклону соответствует конечное смещение, вызванное неполной совмещенностью изображений в разных каналах SDO/AIA. На рис. 1 справа показана та же зависимость после внесения поправки на несовмещенность изображений в каналах 1600 и 304Å

Разность высот формирования излучения на длинах волн 1600 и 304 Å мы оценивали с помощью следующих формул, полученных из простейших геометрических соотношений:

$$\gamma = \operatorname{acos}\frac{B_z}{|B|} \quad (1)$$

$$l = \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{\sin\gamma} \quad (2)$$

$$\cos\varphi = \frac{n_x B_x + n_y B_y + n_z B_z}{|B|} \quad (3)$$

$$h = l\cos\varphi \quad (4)$$

$$c_s = \frac{l}{\tau}, \quad (5)$$

где γ – наклон магнитного поля относительно луча зрения, Δx и Δy – проекции пространственного смещения волны, l – путь пройденный волной, $\cos\varphi$ – угол между магнитным полем и нормалью к поверхности Солнца, h – расстояние между излучающими слоями, c_s – скорость распространения волн.

Расстояние между излучающими слоями, задержка и скорость распространения колебаний (скорость звука) были измерены для каждого пикселя изображений. На рис. 2 представлены гистограммы этих величин. Средние значения и ошибки были определены аппроксимацией гистограмм гауссианами. Результаты измерений для всех исследуемых активных областей представлены в таблице 1. Измеренное нами расстояние между температурным минимумом и переходной зоной находится в диапазоне 500–800

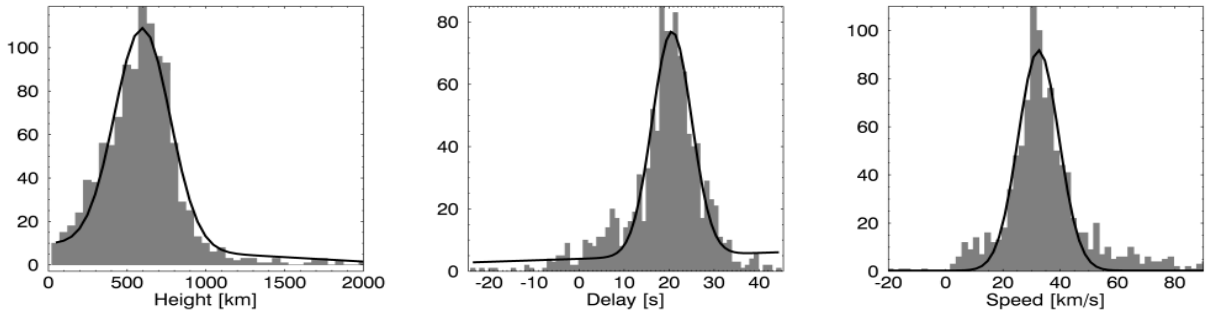


Рис. 2. Гистограмма разности высот, задержки и скорости для каждого пикселя изображения.

км для разных активных областей, а средняя скорость распространения волн во всех случаях близка к 30 км/с. Эта величина соответствует скорости звука при температуре около 40000 К, типичной для хромосферы.

Таблица 1.

Активная область	Высота (км)	Задержка (с)	Скорость (км/с)
11131	570 ± 180	20 ± 4	31 ± 7
11582	750 ± 240	25 ± 10	30 ± 10
11711	670 ± 320	24 ± 6	29 ± 9

Таким образом, разработанный нами сейсмологический метод позволяет оценить расстояние между слоями формирования излучения на разных длинах волн, а также среднюю скорость звука между ними.

Авторы благодарны м.н.с. И.И. Мышьякову за восстановленное магнитное поле для исследуемых областей.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов Российского фонда фундаментальных исследований 13-02-00044 А, 15-02-01089 А, 15-02-03835 А и 15-32-20504 мол_а_вед, а также программы Президиума РАН «Экспериментальные и теоретические исследования объектов Солнечной системы и планетных систем звезд» (проект «Радиоастрономические исследования динамических процессов в солнечной короне»)

Литература

1. *Дерес А.С., Анфиногентов С.А.* Определение высот формирования УФ и КУФ излучения над тенью пятна по наблюдениям трехминутных колебаний // Астрономический журнал. 2015. Т. 92. № 10. С. 841–850.
2. *Жугжда Ю.Д. и Сыч Р.А.* Модель локальных колебаний в солнечных пятнах // Письма в Астрон. Журн. 2014 Т. 40, № 10. С. 638-656.
3. *Bogdan T.J. and Judge P.G.* Observational aspects of sunspot oscillations // Royal Society of London Philosophical Transaction Series. 2006. V. 364. P. 313–331.
4. *Kobanov N., Kolobov D., Kustov A., Chupin S. and Chelpanov A.* Direct Measurement Results of the Time Lag of LOS-Velocity Oscillations Between Two Heights in Solar Faculae and Sunspots // Solar Physics. 2013. V. 284. P. 379–396.
5. *Reznikova V.E., Shibasaki K., Sych R.A., and Nakariakov V.M.* Three-minute Oscillations above Sunspot Umbra Observed with the Solar Dynamics Observatory/Atmospheric Imaging Assembly and Nobeyama Radioheliograph // ApJ. 2012. V. 746. P. 119.
6. *Rudenko G.V., Myshyakov I.I.* Analysis of Reconstruction Methods for Nonlinear Force-Free Fields // Solar Physics. 2009. V. 257. P. 287–304.

НАЧАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАСС И ОСОБЕННОСТИ СОПРОВОЖДАЕМЫХ ВСПЫШЕК

Дивлекеев М.И.
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, ГАИШ, Москва

INITIALVELOCITIESOFCORONALMASSEJECTIONSANDTHE CHARACTERISTICS OFTHECORRESPONDINGFLARES

Divlekeev M.I.
M.V. Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow

In this paper we discuss three events: July 30, 2005, May 5, 2012, and February 24 2015. The trigger mechanisms of coronal mass ejections and the characteristics of the corresponding flares are studied. The average linear velocities of CME are estimated using the time of their expanding beyond the coronagraph's occulting disk.

Корональные выбросы масс (КВМ) представляют собой большое облако плазмы с вмороженным магнитным полем, которое выносится из солнечной атмосферы в межпланетное пространство. Оно формируется всплытием низких корональных петель, преимущественно расположенных в активных областях (АО). Полагают, что КВМ выбрасывается в результате быстрого преобразования магнитной энергии в кинетическую, тепловую и энергию, затрачиваемую на ускорение частиц. В настоящее время о потере равновесия волокна благодаря нагреву излучением вспышки вообще не исследуется [1]. В настоящей работе рассматриваются три события: 30 июля 2005 г., 05 мая 2012 г. и 24 февраля 2015 г.

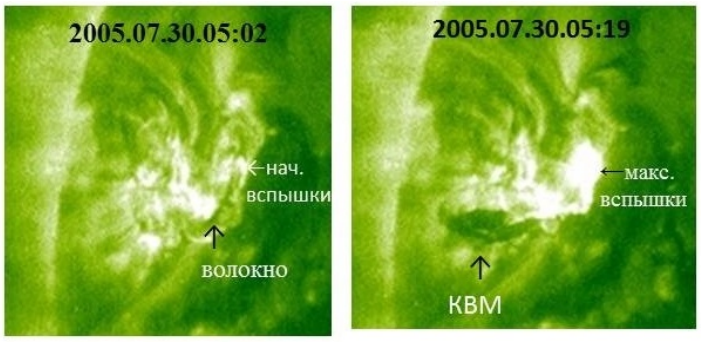


Рис. 1. Фрагменты изображения Солнца в канале 171 Å EITSOHO: слева – изображение АО 10792 в начале вспышки 05:02; справа – АО в максимуме вспышки 05:19.

30 июля 2005 г. в АО NOAA 10792 (N12E60) произошла вспышка балла C 9.4 по GOES в интервале времени от 05:02 до 05:36 (время указано в UT) с максимумом в 05:19, приведшей к КВМ. На первом рисунке приведены фрагменты изображения Солнца в полосе 171 Å SOHOEIT. Вспышка начинается в северо-восточной части АО с увеличения яркости аркады. Волокно находится восточнее аркады и тянется до юго-восточной области АО. В максимуме вспышки на юго-востоке АО из области вспышки выходит облако холодной плазмы.

На телескопе АТБ-1 ГАИШ спектрометрические наблюдения этой АО в линии Ca II 8498 Å начаты в 05:00. На рис. 2 представлены профили линии Ca II 8498 Å в разных структурах АО. Они получены вычитанием из общей спектрограммы АО спектрограммы спокойной флоккулы, т. е. без активных образований (пятен, жгутов и волокон). На рис. 2а приведён профиль линии излучения Ca II 8498 Å жгута с током в АО 10792, а на рис. 2б показан профиль в начале вспышки в 05:03. Видно, что в начале вспышки интенсивность излучения жгута возросла около двух раз по сравнению с излучением спокойного жгута. В 05:05 в область вспышки входит холодное волокно, которое поглощает излучение вспышки.

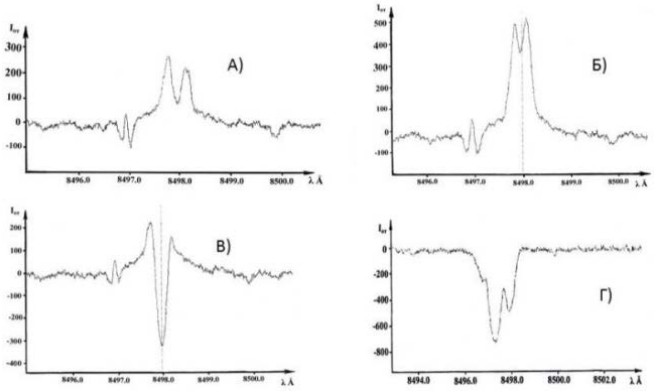


Рис. 2. Профили линий Ca II 8498 Å в разных структурах в АО 10792: А) – профиль линии излучения спокойного жгута с током в 05:01; Б) – профиль линии излучения жгута в начале вспышки в 05:03; В) – профиль линии поглощения волокна в области вспышки в 05:05; Г) – профиль линии поглощения волокна в области вспышки в 05:09.

Полуширина линии поглощения Ca II 8498 Å была 0,23 Å. Контуры линии излучения вспышки и линии поглощения волокна, экранирующего источник вспышки, смещены относительно друг друга на 0,03 Å. Поскольку АО находилась вблизи восточного края диска Солнца источник вспышки, закреплённый к фотосфере, из-за вращения Солнца имеет лучевую скорость ~ 1 км/с, направленную к наблюдателю. Чтобы получить указанное смещение, волокно компенсирует вращение Солнца опусканием. В 05:06 это смещение отсутствует (контур поглощения симметричен), что свидетельствует равенство скоростей. Следовательно, волокно получило лучевую составляющую скорости равную ~ 1 км/с, направленную на наблюдателя. В 05:09 линия поглощения волокна сильно расширилась (полуширина 0,46 Å) и появляется вторая компонента, смещённая от первой в синюю сторону на 0,62 Å. Таким образом, КВМ имел лучевую скорость ~ 22 км/с и ускорение ~ 0,12 км/с². С ростом интенсивности излучения вспышки ускорение КВМ увеличивается. О последующем развитии движения КВМ можно ознакомиться в работе [2]. Передний фронт КВМ появляется за диском коронографа C 2(1,7 Rs) в 05:57, что определяет среднюю линейную скорость КВМ на этом участке равной ~ 160 км/с.

Вспышка, сопровождающая КВМ, продолжалась 34 минуты и имела одинаковую длину фазы роста и спада – 17 минут.

Второй КВМ, рассмотренный нами, наблюдался аппаратами STEREO-A и B 05 мая 2012 г., когда АО находилась на обратной стороне Солнца.

На снимках спутника STEREO-A АО была на западном краю диска Солнца, а на STEREO-B – на восточном крае. Изображения получены из интернета по адресу: http:// stereo.gsfc.nasa.gov/browse/2012/05/05/. В работе использованы изображения EUVI в каналах 195 Å с полосой пропускания 16 Å и 304 Å с полосой 30 Å, которые образуются при температуре излучения ~ $1{,}3\times10^6$К и 5×10^4К соответственно. В 05:00 волокно начинает подниматься. На рис. 3 приведены фрагменты изображения Солнца с АО в моменты начала (справа) движения как холодной ($\leq10^4$К), так и горячей ($\geq10^6$К) плазмы. В 05:05:30 волокно и горячая плазма поднялись до высоты ~ 20000 км. Скорости подъёма холодной и горячей плазмы были практически одинаковы и равнялись ~60 км/с. В 05:06:37 в канале 304 Å EUVI (верхний справа) наблюдается вспышка виде спрея [3].

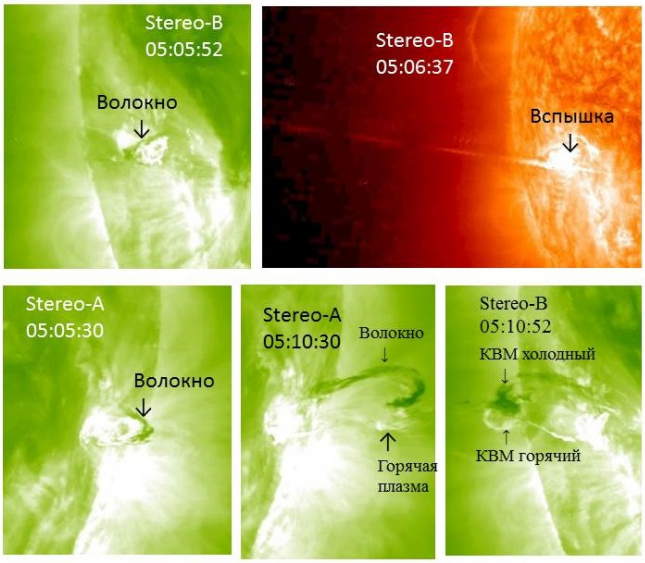


Рис. 3. Фрагменты снимков STEREO-A и B в канале 195 Å. Верхний правый снимок в полосе 304 Å.

КВМ в 05:10 достиг высоты ~100000 км, но северное основание волокна остаётся закреплённым на фотосфере. КВМ за экран коронографа Cor 1 выходит в 05:25, что даёт среднюю линейную скорость на этом участке ~ 190 км/с.

Вспышка, связанная с КВМ, была короткая, импульсная в виде спрея.

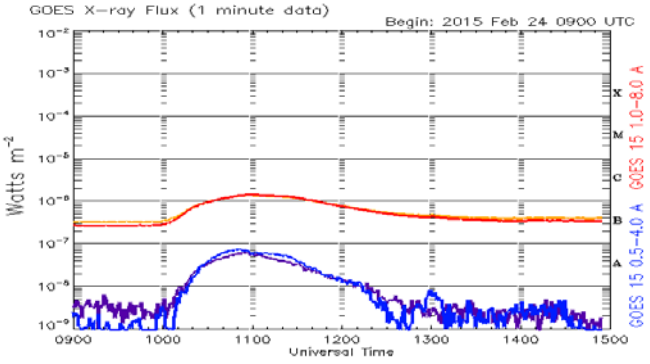


Рис. 4. Рентгеновское излучение по GOES вспышки 24 февраля 2015 г. *Верхняя кривая* – рентген в полосе 1–8 Å, *нижняя* – 0,5–4,0 Å.

24 февраля 2015 г. вспышка балла С 1.4 по GOES началась за восточным краем диска Солнца около 09:50.Спутник не видит источника вспышки, поэтому кривая, представленная на рис. 4, характеризует только рентгеновское излучение высоких вспышечных петель.

На рис. 5 в канале 304 Å в 09:53:32 (первый слева) наблюдаются, в основном, только вершины низких петель, которые, как видно в канале 193 Å

в 10:10:43 (второй слева), они все выносятся в корону. Закреплённой в хромосфере остаётся только южная часть системы петель (изображение в центре рисунка), но в 10:55:44 в канале 304 Å (второй справа) видно, что выброшенная масса полностью оторвалась от хромосферы. В 11:39:44

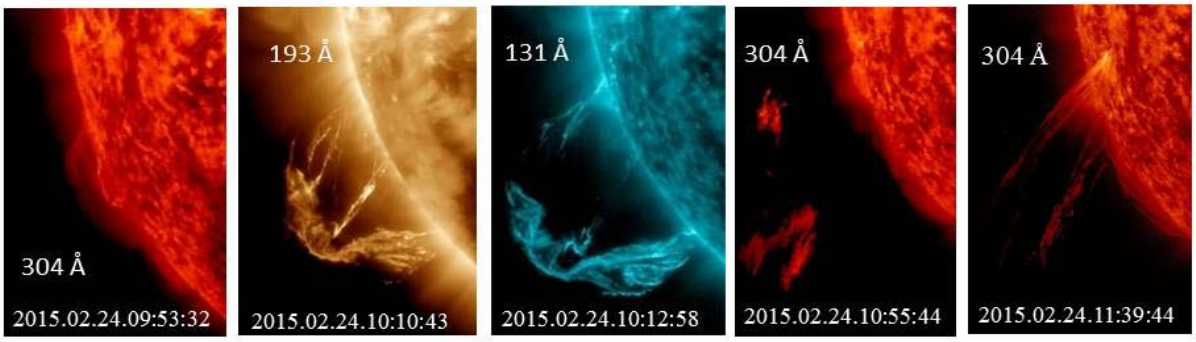


Рис. 5. Фрагменты изображения Солнца SDOAIA в разных каналах.

(правый снимок) часть плазмы опускается обратно на Солнце, но по другим лучам. В северо-восточной части АО, где падение плазмы происходит компактно, усиливается яркость низкой петли. Изображения Солнца спутника SDO инструментаAIA получены из интернета по адресу: http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/. КВМ появляется за экранирующим диском коронографа С 2 в 10:24, что даёт среднюю линейную скорость ~ 270 км/с.

В данном случае вспышка была импульсной, но продолжительной, т. к. высокие петли оставались горячими в течение двух часов.

Выводы

1. 30 июля 2005 г. КВМ произошёл в результате нагрева волокна вспышкой. В начале скорость КВМ увеличивалась от нуля с ускорением 0,12 км/с², которое повышалось с ростом интенсивности вспышки.
2. 5 мая 2012 г. КВМ развился в результате разрыва жгутов вблизи южного основания, где произошла слабая импульсная вспышка.
3. КВМ 24 февраля 2015 г. имел взрывной характер, который возник благодаря мощной импульсной вспышке, т. к. высокие вспышечные корональные петли оставались горячими в течение двух часов.
4. Линейные скорости КВМ, определённые по их выходу за экранирующие диски коронографов, находились в пределах 160–270 км/с.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 14-02-01225, руководитель гранта И.С. Ким.

Литература

1. *Филиппов Б.П.* Эруптивные процессы на Солнце. М.:ФИЗМАТЛИТ, 2007, С. 120.
2. *Divlekeev M.I.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V. 52, № 8, P. 1.
3. *Дивлекеев М.И.* // Труды всероссийской конференции “Солнечная и солнечно-земная физика – 2012“. 2012. С. 219.

ПРОЯВЛЕНИЕ ЦИКЛИЧНОСТИ В ПАЛЕОКЛИМАТИЧЕСКИХ ДАННЫХ ЮРСКОГО ПЕРИОДА (~ 200–145 МЛН. ЛЕТ НАЗАД) – ДРЕВНЕЙШАЯ ЛЕТОПИСЬ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Дмитриев П.Б.[1], Дергачев В.А.[1], Тясто М.И.[2], Благовещенская Е.Э.[2]
[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*

MANIFESTATION OF CYCLICITY IN THE PALEOCLIMATIC DATA OF JURASSIC PERIOD (~ 200–145 MA AGO) IS THE ANCIENT CHRONICLE OF THE SOLAR ACTIVITY

Dmitriev P.B.[1], Dergachev V.A.[1], Tyasto M.I.[2], Blagoveshchenskaya E.E.[2]
[1]*A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia*
[2]*IZMIRAN, St. Petersburg Branch, St. Petersburg, Russia*

Paleoclimatic data (the change in the varve thickness of the Jurassic Todilto limestone, New Mexico) with a high spatial resolution about one year and enclosed the time period about 1592 years have been studied in order to reveal quasiperiodic variations of climatic processes in the past. There are twelve hidden periodicities from 8 up to 235 years were revealed with significance level from 3σ up to 10σ.

It has been indicated that some of the detected periodicities are often similar to present day solar activity cyclicity.

Введение

Доказательства изменения условий окружающей среды и климата в далеком прошлом получают из многих источников. Наиболее детальную картину дают ископаемые окаменелости, обладающие слоистой структурой, такие как кольца погребённых деревьев и ленточные глины. Причем по результатам исследования таких данных (в основном по кольцам окаменевших деревьев, произраставших миллионы лет назад) в ряде работ отмечается циклический характер изменения климатических процессов в далеком прошлом, сходный с периодическим проявлением солнечной активности в настоящее время [1–4]. Для подтверждения существования этого свойства изменчивости климата в прошлом в данной работе основное внимание уделено изучению изменения толщины годичных отложений в ленточных глинах юрского периода.

Исходные данные

Исследуемый временной ряд (рис. 1) представляет собой измерения (в мм) толщины слоёв отложений известняков с временным разрешением один год из бассейна озера Todilto, Нью-Мексико (США), охватывающий временной интервал длительностью в 1592 года, который относится к Юрскому периоду (~ 200–145 млн. лет назад) [4].

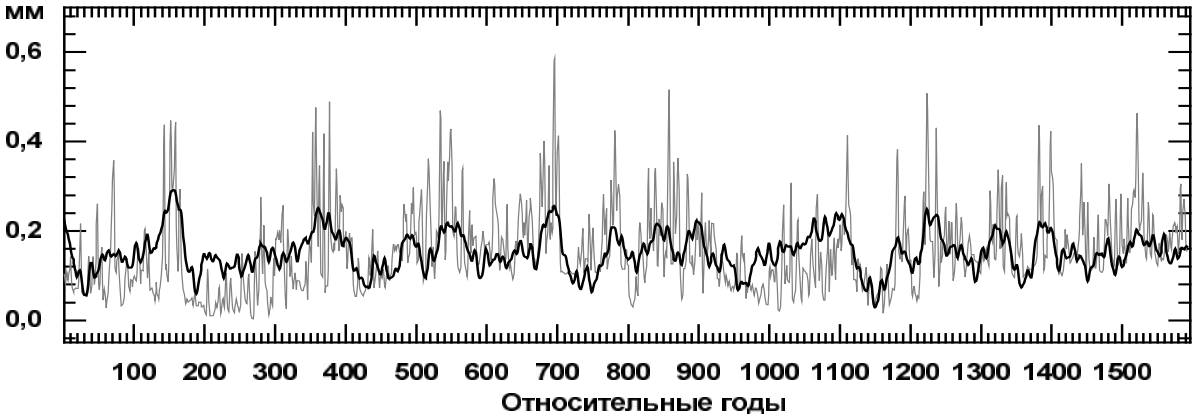


Рис. 1. Значения толщины слоёв отложений известняков из бассейна озера Todilto, Нью-Мексико (США) (*серая линия*) и аппроксимация этих значений полигармонической моделью сигнала с четырнадцатью гармониками (*черная линия*).

Метод исследования

Поиск скрытых периодичностей во временной структуре исходных данных осуществляется при предположении полигармонической формы исходного сигнала с шумовой составляющей [5]:

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

где A_0 – постоянная величина, R_k, φ_k – амплитуда и начальная фаза k-ой гармоники, ν – число этих гармоник, а под $n(t)$ обычно подразумевается случайная помеха – «белый шум». В этом случае целью исследования становится нахождение значений $3\nu+1$ неизвестных параметров: A_0, R_k, φ_k, T_k, которое осуществляется в два этапа: на первом – определяется величина ν – число квазипериодов и их значения T_k методом построения комбинированной спектральной периодограммы (КСП) [6], на втором – при известном числе ν, осуществляется оценка амплитуд R_k, начальных фаз φ_k, параметра A_0 и их доверительных интервалов методом наименьших квадратов [7]. Суть метода КСП кратко заключается в следующем: выборочная оценка нормированной спектральной плотности (ВОНСП) [8] для исходного временного ряда вычисляется в зависимости от «пробного» периода. Затем исходный ряд данных подвергается высокочастотной фильтрации [9] с заданной частотой «среза» фильтра на половине мощности сигнала, которой во временной области соответствует величина «разделительного» периода $T_ф$, и для каждого отфильтрованного со своим конкретным значением параметра $T_ф$ высокочастотного компонента (ВЧК) снова вычисляется ВОНСП от периода. Все эти оценки, вычисленные для различных значений параметра $T_ф$, накладываются друг на друга на одном

и том же поле графика, образуя КСП. Достоверность выявленных периодов определяется на втором этапе обработки данных по доверительным оценкам соответствующих амплитуд полигармонической модели сигнала.

Результаты обработки палеоданных

В исходных данных и в их отфильтрованном ВЧК (со значениями параметра $T_ф$, равным 7, 17, 31, 59, 83, 127, 179 и 211 годам) при помощи метода КСП были обнаружены следующие значимые квазипериодические изменения (см. рис. 2 и таблицу): 13, 16, 20, 56 лет на уровне значимости 3σ; 41, 49 лет на уровне значимости 5σ; 69, 78, 138 лет на уровне значимости 6σ; 105 лет на уровне значимости 7σ и 179 лет на уровне значимости 10σ. Два квазипериода 8 лет и 53 года были выявлены на уровне значимости 2σ.

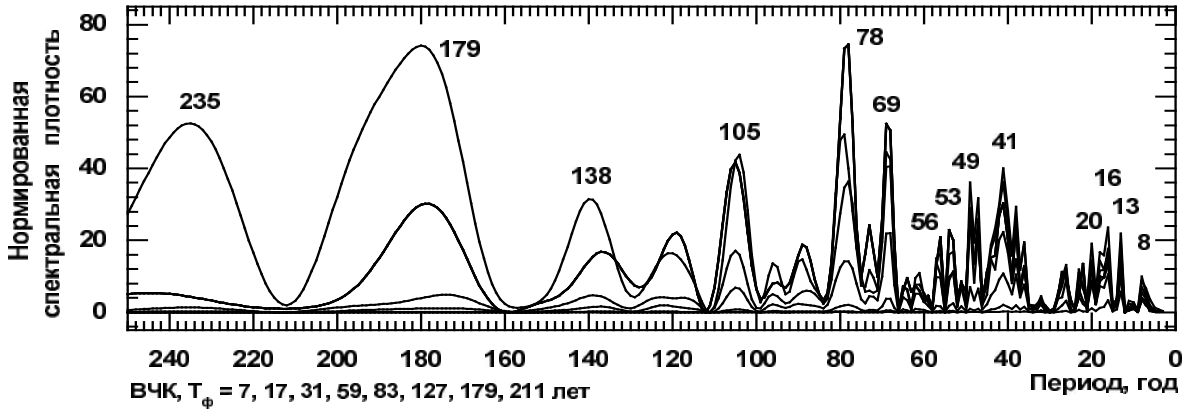


Рис. 2. КСП исходных палеоданных и их высокочастотных компонентов.

Таблица. Значения параметров и их стандартов полигармонической модели сигнала, состоящей из четырнадцати гармоник, вычисленные для исходного ряда данных

T, год	$R \pm \sigma_R$, мм	R/σ_R	$\varphi \pm \sigma_\varphi$, град. дуги	T, год	$R \pm \sigma_R$, мм	$\varphi \pm \sigma_\varphi$, град. дуги	R/σ_R
8	**0.0059 ± 0.0027**	**2**	**321 ± 27**	56	0.0100 ± 0.0028	318 ± 16	3
13	0.0099 ± 0.0027	3	348 ± 16	69	0.0187 ± 0.0028	42.5 ± 8.5	6
16	0.0099 ± 0.0027	3	157 ± 16	78	0.0186 ± 0.0028	340.7 ± 8.5	6
20	0.0093 ± 0.0027	3	10 ± 17	105	0.0221 ± 0.0028	181.4 ± 7.2	7
41	0.0155 ± 0.0027	5	326 ± 10	138	0.0188 ± 0.0028	306.9 ± 8.5	6
49	0.0153 ± 0.0028	5	53 ± 10	179	0.0292 ± 0.0028	324.6 ± 5.4	10
53	**0.0080 ± 0.0028**	**2**	**14 ± 20**	235	0.0215 ± 0.0028	198.2 ± 7.3	7

Наличие групп периодов вокруг одного основного (78, 53, 49, 41 и 16 лет) может говорить о нестабильности во времени этих основных периодов. Для проверки этой гипотезы, а так же для проверки стабильности во времени более низких по частоте выявленных гармоник, КСП были построены в скользящем временном окне: шириной 801 год для исходных данных и 201 год для отфильтрованного высокочастотного компонента со

значением $T_ф$, равным 59 годам (рис. 3). Качественная картина поведения выявленных квазипериодов на протяжении интервала задания исходных данных четко просматривается на этом рисунке.

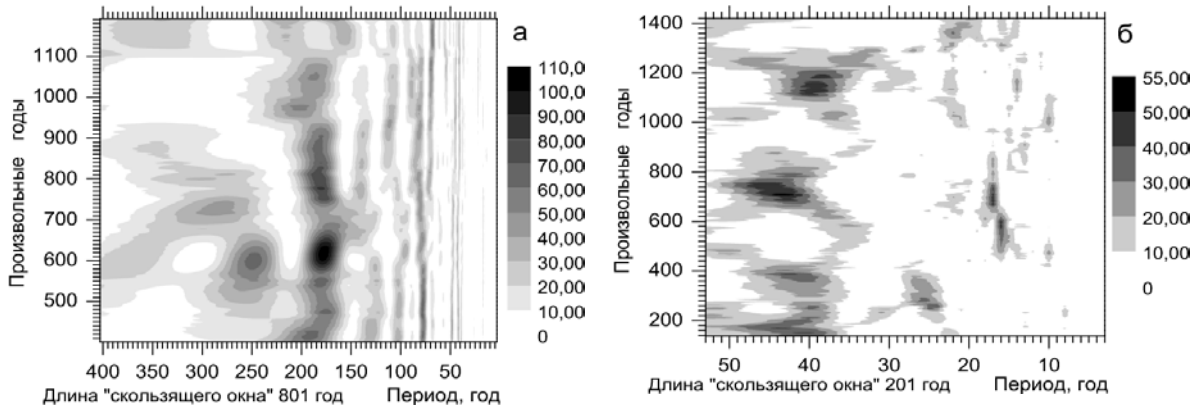


Рис. 3. КСП, вычисленные в скользящем временном окне: **а** – с шириной окна 801 год для исходных данных и **б** – с шириной окна 201 год для отфильтрованного высокочастотного компонента со значением $T_ф$, равным 59 годам.

Выводы

В данных вариаций толщины слоев известняковых отложений из бассейна озера Todilto, Нью-Мексико (США), возраст которых относится к Юрскому периоду, выявляются следующие квазигармоники, близкие по величине к основным современным циклам солнечной активности: 13 и 20 лет – к циклам Швабе и Хэйла, 78 лет – к циклу Глайсберга, причем присутствуют обе его ветви: 69 лет и 105 лет, а так же 179 и 235 лет, которые можно отнести к циклу Зюсса или де Врие. В то время как периоды, относящиеся к циклу Брюкнера (~ 30 лет), отсутствуют.

Литература

1. *Anderson R.Y.* Solar-terrestrial climatic Patterns in varved sediments, University of New Mexico, Albuquerque, N. Mex., 1961.
2. *Anderson R.Y., Koopmans I.H.* Harmonic analysis of varve time series // J. Geophys. Res. 1963. V. 68. P. 877.
3. *Распопов О.М., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.* Проявления вариаций солнечной активности 70–45 млн. лет назад // Геофизические процессы и биосфера. 2013. Т. 12. С. 33.
4. *Anderson R.Y., Kirkland D.W.* Origin, varves and cycles of Jurassic Todilto Formation, New Mexico // Am. Assoc. Petroleum Geologists Bull. 1960. V. 44. P. 37.
5. *Серебренников М.Т., Первозванский А.А.* Выявление скрытых периодичностей. М.: Наука. 1965. 244 с.
6. *Драневич В.А., Дмитриев П.Б., Гнедин Ю.Н.* // Астрофизика. 2009. Т. 52. № 4. С. 591.
8. *Агекян Т.А.* Основы теории ошибок для астрономов и физиков. М.: Наука. 1972. 172 с.
9. *Дженкинс Г., Ваттс Д.* Спектральный анализ и его приложения. Вып. 2. М.: Мир. 1972. 287 с.
10. *Alavi A.S., Jenkins G. M.* An example of digital filtering // Appl. Statist. 1965. V. 14. P. 70.

НАБЛЮДЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ СОБЫТИЙ НА СОЛНЦЕ В ЦЕНТРЕ И КРЫЛЬЯХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ВИДИМОГО, УФ И РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНОВ

Дормидонтов Д.В., Пащенко М.П., Тлатов А.Г., Чернов Я.О.
Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН

OBSERVATIONS OF SOLAR FLARES IN THE CORE AND THE WINGS OF SPECTRAL LINES VISIBLE, UV AND X-RAY RANGE

Dormidontov D.V., Pashchenko M.P., Tlatov A.G., Chernov Ya.O.
Kislovodsk mountain astronomical station

Consider the results of continuous observations at patrol telescopes spectroheliograph. In particular, a comparison of observations of solar flares ground-based telescopes in CaIIK and H-alpha line and data space observatories SDO/AIA and GOES. Also consider fluctuations of the chromosphere near active regions associated with solar flares according to IRIS.

Введение

Основное предназначение патрульного телескопа мониторинг и исследование процессов энерговыделения в солнечной атмосфере. Патрульный телескоп ГАС ГАО РАН получает изображения полного диска Солнца в центре и крыльях основных хромосферных линий (KCaII и H-alpha) и континууме [1].

В данной работе рассмотрены результаты непрерывных наблюдений на патрульных телескопах спектрогелиографах. Для этого мы рассмотрели несколько событий, зарегистрированных телескопами ГАС ГАО и космическими обсерваториями SDO/AIA, GOES и IRIS.

Сравнение данных наземных патрульных телескопов с данными космических обсерваторий

Патрульные телескопы спектрогелиографы, получающие информацию о полном профиле спектральных линии, имеют мощный диагностический потенциал для понимания физических механизмов солнечных вспышек [1]. На рис. 1 представлены индексы, полученные в линиях KCaII и H-alpha в сравнении с данными GOES и SDO/AIA. 29.09.2015 вблизи группы NOAA N12422 в период 05.05–05.23 UT развивалась вспышка класса M2.9, а в период 06.39–06.46 UT вспышка класса M1.4. По данным патрульных телескопов в линии KCaII получены профили близкие к изменениям по данным GOES. В то же время по данным SDO/AIA поведение по времени значительно отличается от данных GOES. В активной области N12403 27.08.2015 произошла вспышка M2.9 в период 04.48–06.03 UT. Профили индекса вспышки в линии H-alpha близки к изменениям по данным GOES.

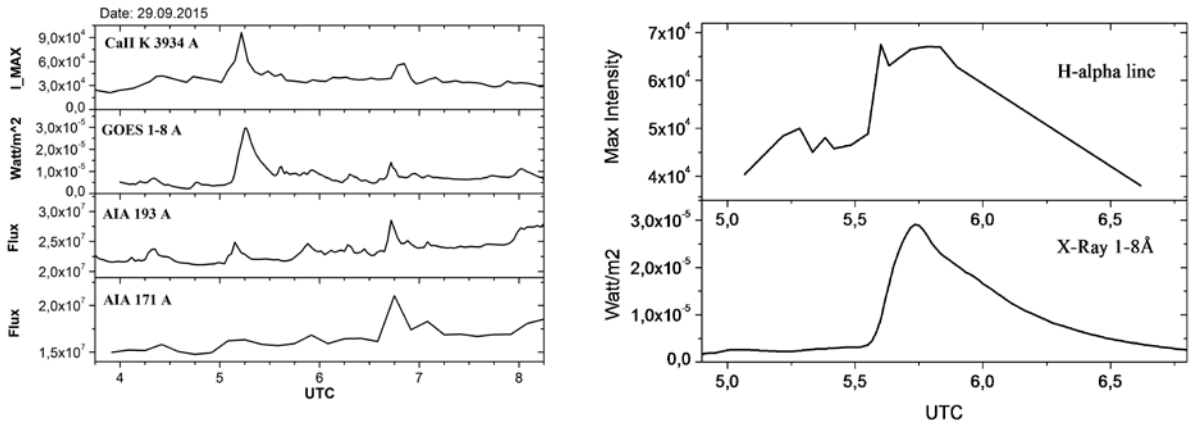


Рис. 1. Примеры развития вспышек. *Слева*: для 29.09.2015 г. в линии KCaII (ГАС ГАО), GOES и телескопов SDO/AIA в линях 193 Å и 171Å. *Справа*: развитие вспышки в линии H-alpha и по данным GOES для 27.08.2015.

Исследования колебаний активных областей

В хромосфере и переходной области магнитное поле и плазма имеют сравнимые энергии, в результате чего формируется сложная картина динамического преобразования энергии, понимание которой остается проблемой в настоящее время. Наиболее эффективное исследование динамики этих слоев солнечной атмосферы может осуществляться в результате непрерывных наблюдений на телескопах-спектрогелиографах с возможностью регистрации, как в центре, так и крыльях спектральных линиях. Помимо наземных инструментов, эти исследования выполняются на космических обсерваториях. В феврале 2014 начались регулярные наблюдения космической обсерватории IRIS. Космическая обсерватория IRIS, также как и патрульные телескопы ГАС, выполнена по схеме спектрографа изображений. IRIS регистрирует УФ-спектры и изображения с высоким пространственным (0.33–0.4 угловой секунды) и временным (1–2 s) разрешением в линиях, формирующихся в хромосфере и переходной области Солнца. Патрульные телескопы и IRIS позволяют отследить трансформацию потока энергии от хромосферы и нижних слоев солнечной короны до гелиосферы [2]. Поле зрения IRIS составляет 175″×175″. IRIS регистрирует спектры хромосферных линий HMgII 2803Å и KMgII 2796Å и переходной области CII1334/1335Å и SiIV1394/1403Å.

В данном разделе мы приводим результаты анализа изображений, полученных при неподвижной щели спектрографа в линии CII1334Å. На рис. 2 представлены измерения для даты 2014.10.26, которые проводились в активной области (АО) № 12415 площадью S = 7800 Мм^2.

Вблизи этой области в период с 13.04–13.16 UT произошла вспышка класса C9.2 по данным GOES. Спектральные наблюдения продолжались в период с 13.12 по 14.38 UT. На рис. 3 хорошо видны периодические колебания с периодом T~169 сек.

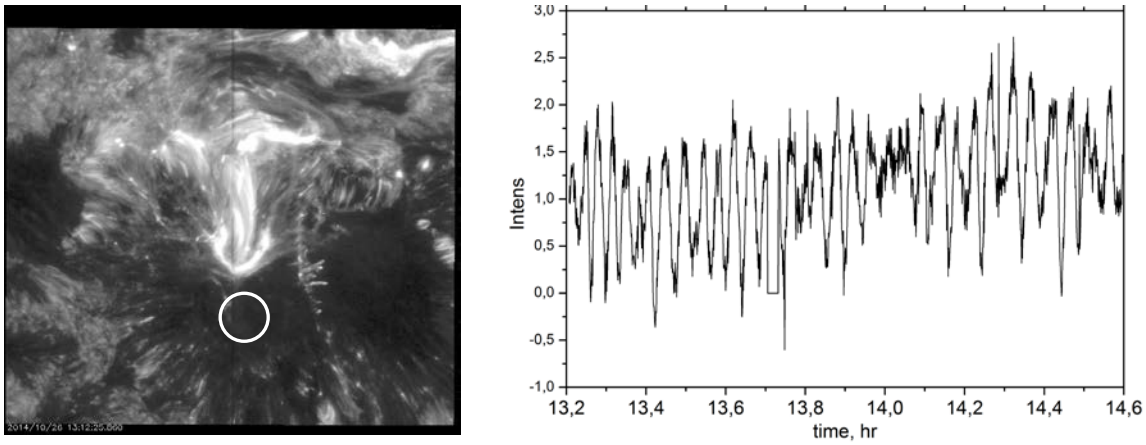


Рис. 2. *Слева:* Изображение активной области NOAA № 12192 2014.10.26. Кружком выделена область для измерения интенсивности в пятне. *Справа:* Разность интенсивностей в красном и синем крыльях линии CII1334Å. Основной период колебаний T~169 сек.

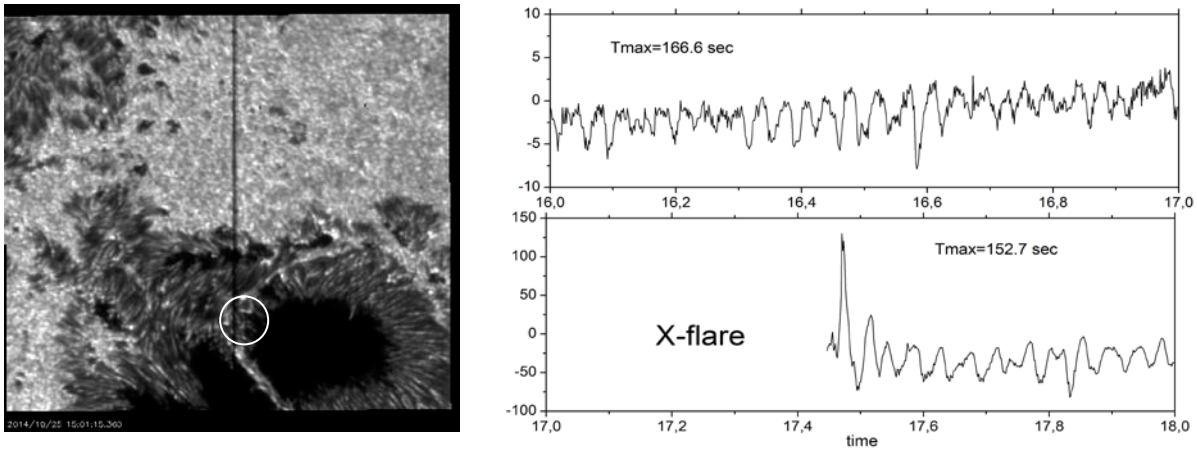


Рис. 3. То же, что и рис. 2 для активной области NOAA № 12192 2014.10.25. T~160 сек.

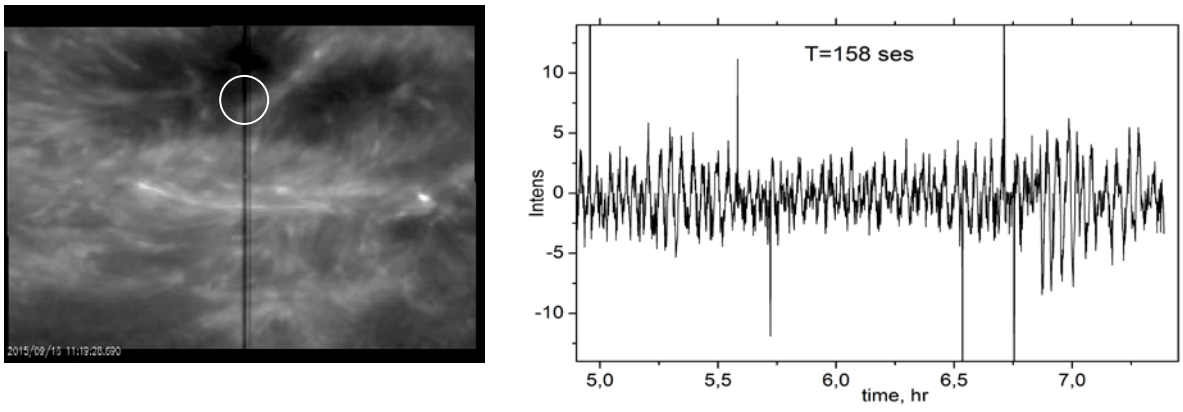


Рис. 4. То же, что и рис. 2 для активной области NOAA № 12415 2015.09.16. T~158 сек.

На рис. 3 представлены измерения для активной области 12192 для 2014.10.25. В период 16.55–18.11 UT вблизи этой области развивалась вспышка класса X1. Основной период колебаний до и после вспышки

практически не изменились. В тоже время амплитуду колебаний после вспышки значительно выросла.

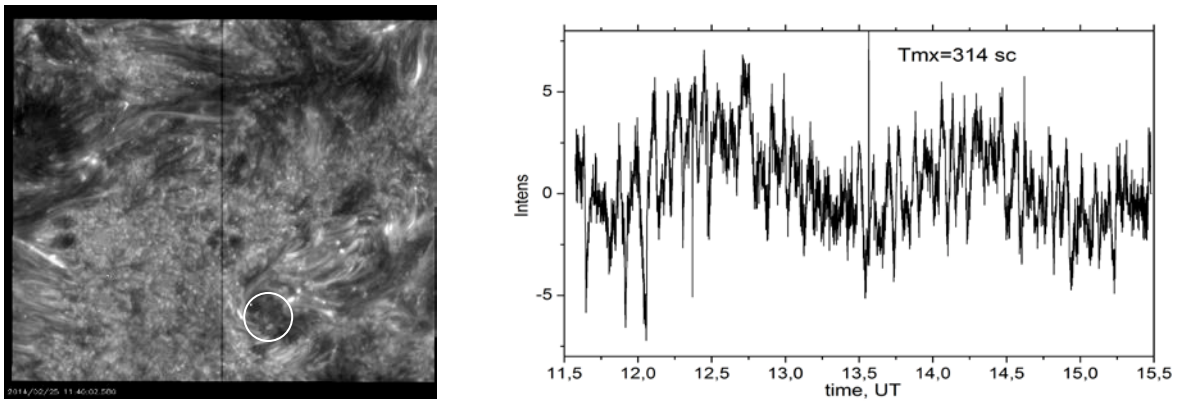


Рис. 5. Тоже что и рис. 2 вне пятен около АО 11982 для 2014.02.25. Основной период T~314 сек.

На рис. 4 представлены вариации для группы №12415 для 2015.09.16. Группа имела площадь S~500 Мм^2. Основной период колебаний солнечной атмосферы над пятном имел период T~158 сек. В рассмотренный интервал времени вспышки, зарегистрированные GOES, в этой группе не наблюдались. Вне солнечных пятен основной период колебаний близок к 5-ти минутам (рис. 5).

Выводы

В данной работе мы привели примеры использования патрульных телескопов, которые наблюдают полный профиль хромосферных линий для диагностики солнечных вспышек и динамических процессов в хромосфере. Было показано, что наземные патрульные телескопы имеют хорошую корреляцию с потоком рентгеновского излучения по спутнику GOES.

Показано, что в солнечных пятнах существуют устойчивые колебания, с периодом близким к 3 минутам. Эти колебания могут присутствовать как до, так и после мощных солнечных вспышек (рис. 3), но при этом меняется амплитуда колебаний. Вне активных областей встречаются 5-ти минутные колебания (рис. 5).

Литература

1. *Tlatov A.G., Dormidontov D.V., Kirpichev R.V., Pashchenko M.P., Shramko A.D.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2015, **55**, No. 7.
2. *De Pontieu, B., Title, A.M., Lemen, J.R., et al.* // Sol. Phys., 2014, **89**, 2733.

ВЛИЯНИЕ МЕРИДИОНАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА СКОРОСТИ НА СТРУКТУРУ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

Ерофеев Д.В.
Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, г. Уссурийск

EFFECT OF MERIDIONAL VELOCITY GRADIENT ON STRUCTURE OF THE SOLAR WIND TURBULENCE

Erofeev D.V.
Ussuriysk Astrophysical Observatory of FEB RAS

Using magnetic field measurements of Ulysses spacecraft made in the course of its slow latitudinal transits in 1992–1994, 1995–1997, and 2005–2006, we found that minimum variance direction of low-frequency (hourly-scale) magnetic fluctuations strongly inclined toward the equatorial plane of heliosphere. Such an inclination is observed at low heliographic latitudes during minimum phase of solar cycle and it may be explained, both qualitatively and quantitatively, by presence of strong meridional gradient of solar wind speed which affects orientation of wave fronts of the large-scale turbulent structures.

Согласно результатам многочисленных исследований, турбулентные структуры в солнечном ветре (СВ) ориентированы таким образом, что направление минимума дисперсии флуктуаций магнитного поля $\mathbf{E}_{min}$ приблизительно совпадает с направлением среднего магнитного поля $\mathbf{B}_0$ [4]. Однако флуктуации часового диапазона, которые не принадлежат к инерционному интервалу турбулентности, обнаруживают отклонения от этого правила. Так, в [3] по измерениям КА *Ulysses* найдено, что в высокоширотном СВ $\mathbf{E}_{min}$ ориентирован ближе к радиальному направлению $\mathbf{R}$, чем к $\mathbf{B}_0$. При анализе околоземных измерений в работе [2] обнаружена корреляция между флуктуациями компонент межпланетного магнитного поля B_x и B_z (в системе отсчета GSE). Такая корреляция наблюдается в эпохи минимумов солнечной активности, причем знак ее зависит от направления как магнитного поля Солнца, так и $\mathbf{B}_0$. Этот результат (подтвержденный в [5]), вероятно, свидетельствует о значительных отклонениях $\mathbf{E}_{min}$ от плоскости гелиоэкватора в периоды низкой солнечной активности. Возможной причиной таких отклонений является присутствие на низких гелиоширотах устойчивого меридионального градиента скорости СВ [2].

Задача и метод исследования

В настоящей работе мы исследуем, как изменяется ориентация волновых фронтов турбулентных структур в зависимости от гелиошироты. Для этого применяются данные КА *Ulysses* о магнитном поле, а в качестве оценки нормали к волновым фронтам используется вектор минимума дисперсии $\mathbf{E}_{min}$. Результаты сравниваются с той ориентацией волновых фрон-

тов, которую можно ожидать в результате воздействия меридионального градиента скорости на турбулентные структуры. Последняя фактически определяется не одним, а двумя кинематическими эффектами. При однородном расширении СВ вектор нормали к волновому фронту **k** постепенно поворачивается так, что стремится ориентироваться вдоль радиального направления **R** (см. [4] и приведенные там ссылки). Меридиональный градиент скорости, однако, стремится повернуть **k** в направлении гелиоэкватора (при условии, что скорость растет с ростом гелиошироты, как это имеет место в минимумах активности). Если турбулентные структуры не разрушаются в процессе распространения и поле скоростей стабильно, результатом действия указанных эффектов является установление на достаточно большом расстоянии некоторой асимптотической ориентации вектора **k**, которую нетрудно рассчитать из геометрических соображений (детали мы не приводим ввиду ограниченного объема статьи). Пусть угол φ (азимут) задает отклонение **k** от радиального направления **R** по долготе, а θ (наклонение) – угол между **k** и **R** в меридиональной плоскости гелиосферы. Тогда для заданной гелиошироты f асимптотические значения углов определяются следующими соотношениями: $\varphi(f) = 0$, $\mathrm{tg}[\theta(f)] = -(dV/df)/V(f)$. Зависимость $\theta(f)$ можно рассчитать по измерениям скорости плазменным детектором КА *Ulysses*.

Данные

Мы использовали усредненные за час измерения вектора магнитного поля [1] и скорости СВ приборами *Ulysses*, полученные в ходе медленных перемещений аппарата по гелиошироте от –10° до –80° в 1992–1994 гг., от +80° до 0 в 1995–97 гг., а также от –80° до –30° в 2005–2006 гг. Второй из указанных периодов (1995–97 гг.) пришелся на минимум солнечной активности, тогда как два других соответствуют фазе спада солнечного цикла. Однако на протяжении всех трех периодов времени наклон гелиосферного токового слоя не превышал 40°, поэтому структура гелиосферы не сильно отличалась от характерной для минимума активности. Из рядов данных были исключены те интервалы времени, когда СВ был существенно нестабилен (в частности, области взаимодействия быстрых и медленных потоков СВ), затем из измерений магнитного поля удалена медленно меняющаяся компонента (вариации с периодами более ½ суток). Периоды времени, когда ММП в среднем было направлено от Солнца или к Солнцу, были разделены и анализировались по отдельности. Направления минимума дисперсии флуктуаций магнитного поля $\mathbf{E}_{\min}$, а также оценки наклонения волнового фронта θ по данным о скорости СВ, рассчитаны для 10-градусных широтных зон с шагом 5°. Статистическое обеспечение каждой оценки составляло не менее 1.5 тыс. независимых измерений.

Результаты

Расчеты показали, что азимутальный угол φ вектора минимума дисперсии $\mathbf{E}_{min}$ практически не зависит от гелиошироты и имеет значения около 10°. Таким образом, $\mathbf{E}_{min}$ ориентирован ближе к радиальному направлению, чем к направлению среднего магнитного поля $\mathbf{B}_0$ (азимут вектора $\mathbf{B}_0$ на орбите *Ulysses* достигает 75°). Этот результат в целом согласуется с результатами работы [3], и он приблизительно соответствует соотношению $\varphi(f) = 0$, которое можно ожидать при отсутствии значительного долготного градиента скорости СВ.

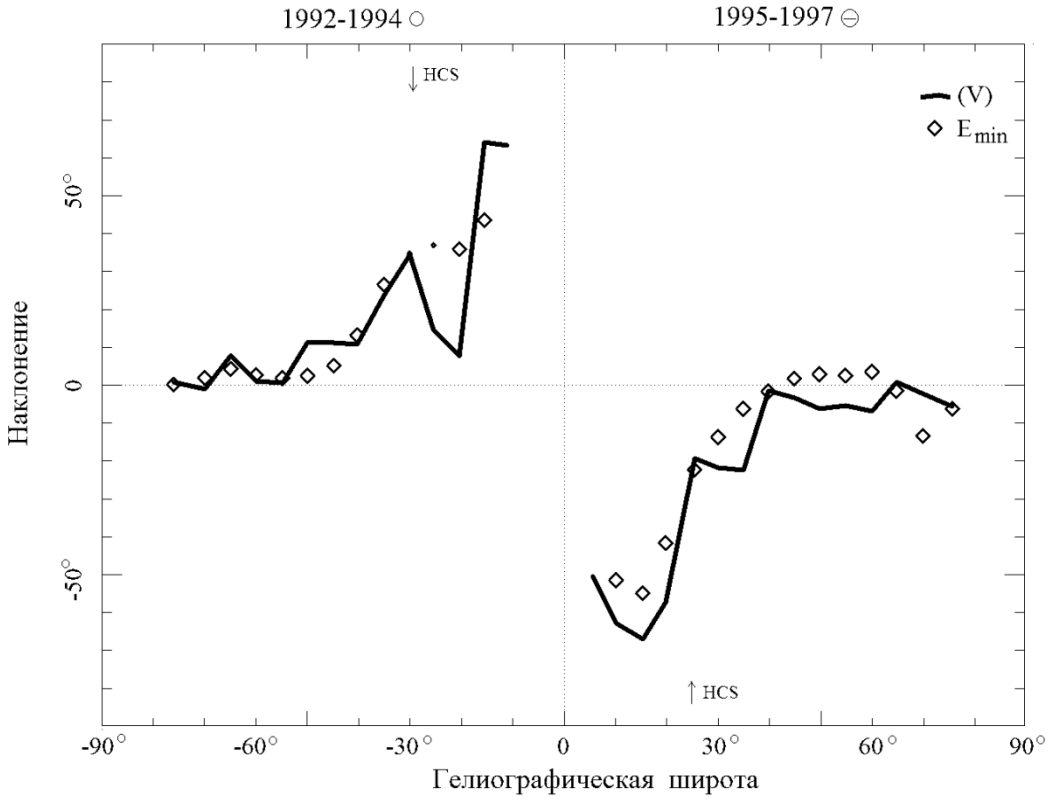


Рис. 1. Наклонение нормалей к волновым фронтам по данным о флуктуациях магнитного поля (ромбы) и независимая оценка этого параметра по меридиональному градиенту скорости СВ (сплошная линия). HCS – широтные границы гелиосферного токового слоя.

На рис. 1 представлены, в зависимости от гелиошироты, оценки наклонения (меридионального угла) θ для вектора минимума дисперсии магнитных флуктуаций, а также значения θ(*f*), рассчитанные по градиенту скорости СВ. Сравнение позволяет заключить, что оценки, полученные совершенно разными способами по данным о магнитном поле и скорости, находятся в удовлетворительном согласии, как качественном, так и количественном. Это подтверждает предположение об отклонении волновых фронтов турбулентных структур под воздействием меридионального градиента скорости СВ, которое имеет место в периоды низкой солнечной ак-

тивности. Последнее, в частности, означает, что при низкой активности крупномасштабные турбулентные структуры не подвергаются распаду или другим существенным динамическим преобразованиям при распространении на гелиоцентрические расстояния до 5 АЕ. Отметим, что значительное (до 50–60°) наклонение волновых фронтов турбулентных структур в СВ может оказывать влияние на рассеяние космических лучей в гелиосфере, а также, возможно, на взаимодействие СВ с магнитосферой Земли.

Использованные в настоящей работе данные получены из архивов NASA NSSDC (ftp://nssdcftp.gsfc.nasa.gov/spacecraft_data).

Литература

1. *Balogh, A., Beck, T.J., Forsyth, R.J., et al.* // Astron. Astrophys. V. 92. P. 221–236. 1992.
2. *Lyatsky W., Tan A., Lyatskaya S.* // Geophys. Res. Lett. V. 30. L2258. 2003.
3. *Neugebauer M.* // J. Geophys. Res. V. 109, A02101. 2004.
4. *Tu C.-Y., Marsch E.* // Space Sci. Rev. V. 73. P. 1–210. 1995.
5. *Youssef M. et al.* // Adv. Space Res. V. 49. P. 1198–1202. 2012.

УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВОЛОКОН В Hα ПО ДАННЫМ GLOBAL OSCILLATION NETWORK GROUP (GONG)

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

ULTRA LOW-FREQUENCY OSCILLATIONS OF A SOLAR FILAMENT IN Hα REVEALED WITH THE DATA OF THE GLOBAL OSCILLATION NETWORK GROUP (GONG)

Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.
Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

The data of ground-based observations obtained with the telescopes of Global Oscillation Network Group (GONG) in the H-alpha line have been processed. Using the time series of 5 days duration, we have identified, for the first time the ultra-low frequency oscillations of solar filaments with a period of about 30 hours. This period is close to the period of oscillation of sunspot magnetic field studied on the base of the SOHO/MDI data.

1. Введение

Активные процессы в солнечных волокнах и протуберанцах находятся в центре внимания современных исследований Солнца. Достаточно упомянуть тесную связь эруптивных протуберанцев с корональными выбросами масс, оказывающими сильное воздействие на околоземное космическое пространство [1, 2]. Солнечные протуберанцы или волокна представляют собою образования холодной и плотной плазмы, которые "висят" в короне, поддерживаемые против сил гравитации магнитными полями, закрепленными в фотосфере [3]. Волокна обычно располагаются вдоль линии инверсии полярности магнитного поля. Протуберанцы наблюдаются в эмиссии на солнечном лимбе, а в поглощении на диске они видны как волокна. Первые систематические исследования колебаний протуберанцев были выполнены в 1966 г. [4]. Колебания протуберанцев разделяют на две группы в зависимости от амплитуды наблюдаемой скорости: колебания с большой и малой амплитудой [5]. В первом случае протуберанцы испытывают большие смещения от положения равновесия, от нескольких сотен километров до 4×10^4 км, протуберанец как целое колеблется с амплитудой скорости 20 км/сек и более. Наблюдений таких колебаний большой амплитуды имеется очень мало. Обычно наблюдаются колебания с малой амплитудой скорости – 2–3 км/сек, иногда меньше [5]. Периоды таких колебаний составляют от 1 до 80 минут и классифицируются следующим образом: колебания с периодом более 40 минут – долгопериодические, колебания с периодами между 40 и 10 минутами – среднепериодические и, наконец, осцилляции с периодами меньше 10 минут – короткопериодические. Фи-

зического обоснования такое деление не имеет [5]. Мы в данной работе описываем колебания волокон с периодами от 20 до 30 часов. С точки зрения приведенной выше классификации такие колебания уместно назвать ультра долгопериодическими или ультра низкочастотными.

2. Наблюдательный материал исследования

Колебания волокон в диапазоне периодов в десятки часов не могут быть выявлены с помощью наземных наблюдений из-за их большой временной продолжительности. Впервые об ультра долгопериодических (8–27 часов) колебаниях в EUV волокнах сообщено в работе [6] авторы использовали данные космического телескопа SOHO/EIT в длине волны 195A. Непрерывный 6 суточный ряд наблюдений был получен с каденцией 12 минут. Изучались колебания интенсивности в корональном волокне. Получен доминантный период колебаний 12.1 часа с амплитудой колебаний интенсивности достигающей 10% от фона.

К сожалению, в линии Hα, в которой хромосферные волокна лучше всего видны, космических наблюдений не проводится. Однако в этой линии имеются данные GONG – Global Oscillation Network Group (Hill [7]). Эта сеть состоит из шести одинаковых наземных солнечных телескопов, разнесенных по долготе так, чтобы обеспечить непрерывные круглосуточные наблюдения Солнца. Масштаб изображения – 75 угловых секунд на дюйм, диаметр объективов 7 см, CCD камера 2000×2000 пикселей. Изображения полного диска Солнца в линии Hα 656 nm получаются с середины 2010 г. как дополнение к основной гелиосейсмологической системе из 6 телескопов GONG.

3. Результаты

Нами обработана 120 часовая серия фильтрограмм Hα, полученная системой телескопов GONG 2015/05/25-29. На рис. 1 представлено исследуемое очень длинное волокно, которое, как оказалось при детальном рассмотрении, не является единым целым, фактически оно состоит из трех частей, слабо связанных или вовсе не связанных друг с другом. В результате спектральные характеристики в трех его фрагментах оказались разными. Если в области ROI 1 период колебаний интенсивности волокна составил 20 часов (рис. 2), то для точек в области ROI 2 получено значение периода 22 часа, а для точек в части ROI 3 период колебаний оказался равным 30 часов. По-видимому, это различие вызвано тем, что физические параметры (плотность массы и напряженность магнитного поля) в трех частях этого протяженного волокна заметно отличаются.

Среди полученного сложного спектрального состава колебания волокна обращает на себя внимание среднечастотная мода (СЧ)] с характерным средним периодом ~ 100–110 минут. Мода эта важна и интересна тем, что она хорошо наблюдается в радиодиапазоне, в радио источниках,

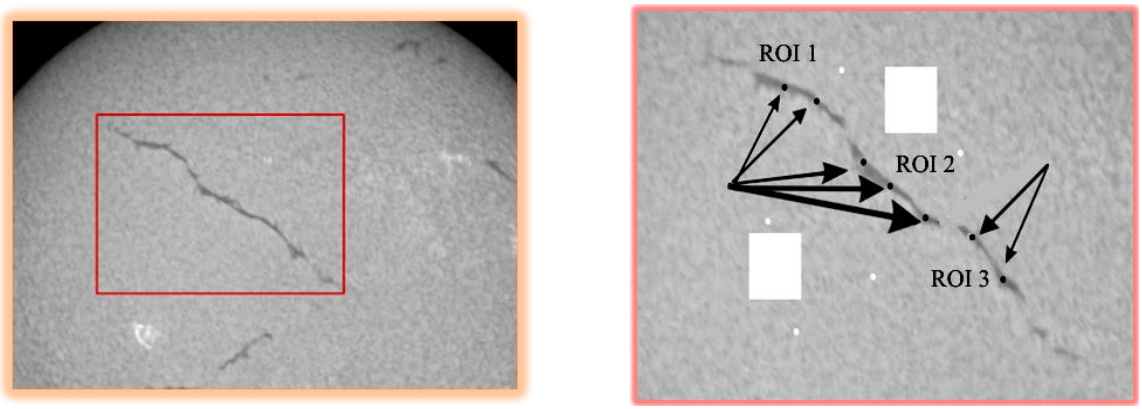


Рис. 1. *Слева*: фильтрограмма Hα. Квадратом выделено исследуемое волокно. *Справа*: точки, в которых регистрировались изменения интенсивности в течение наблюдения как внутри волокна (черные), так и вне его (светлые). В белых «квадратах» вычислялись средние величины фона и исследовались их изменения.

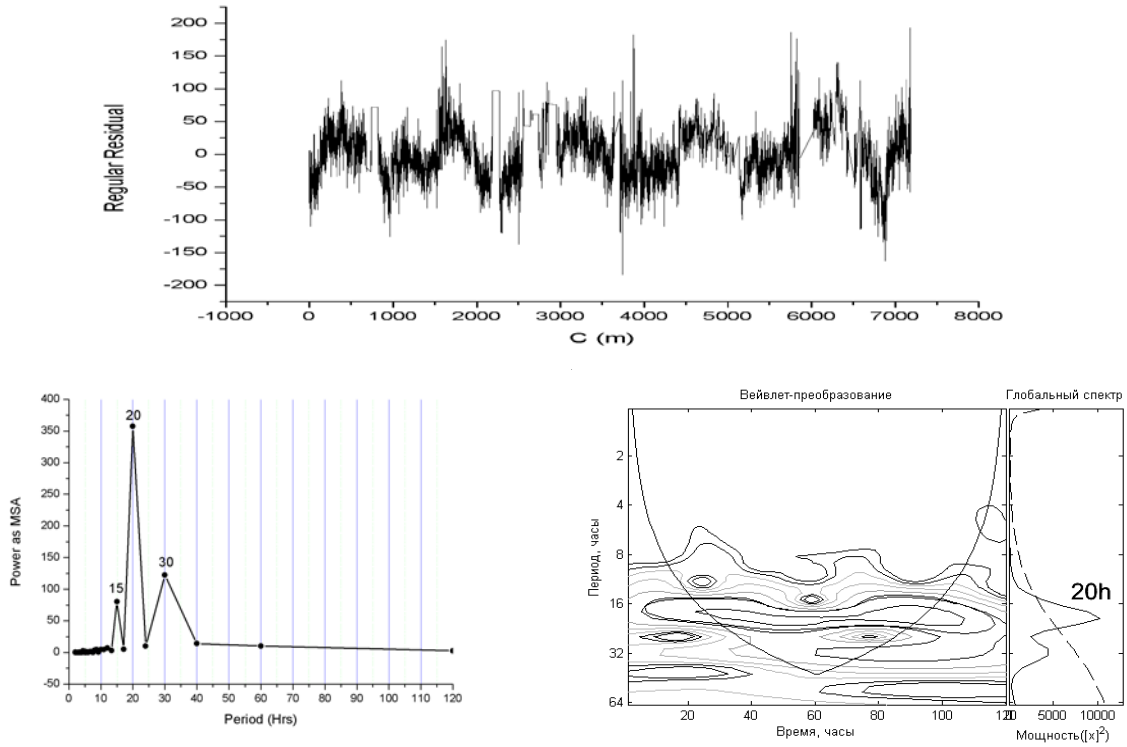


Рис. 2. *Вверху*: запись интенсивности для одной из точек области волокна ROI 1. *Внизу*: периодограмма и вейвлет Морле. Период колебания составляет ~20 часов и, как хорошо видно на вейвлете, стабилен за все время наблюдения.

связанных с солнечными пятнами, что является еще одним подтверждением ее солнечного происхождения. С этой проблемой всегда приходится сталкиваться при интерпретации наземных наблюдений. После фильтрации низкочастотных мод, рассмотрим один из фрагментов длительностью 700 минут, случайно выбранный из общего ряда в области волокна ROI 1. Результат представлен на рис. 3.

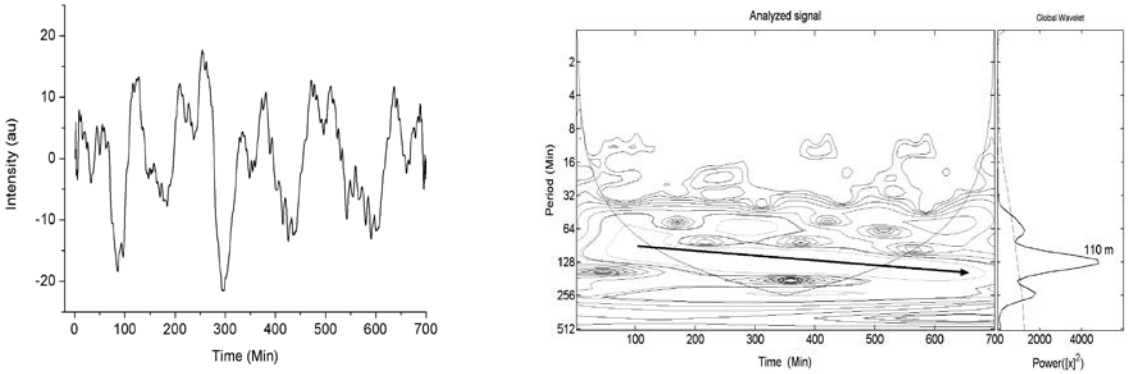


Рис. 3. *Слева*: вид фрагмента интенсивности общего ряда из области волокна ROI 1. *Справа*: его вейвлет. Видна характерная особенность – дрейф периода с 90 мин → 120 мин со средним значением на глобальном вейвлете ~ 110 минут.

4. Выводы

1. Непрерывные наземные наблюдения системы GONG в фильтрограммах Н-альфа впервые позволили обнаружить в хромосферных волокнах Солнца ультра низкочастотные колебания интенсивности с периодами в интервале 20–30 часов.

2. Выявлено также существование среднечастотной моды с периодом 80–120 минут, хорошо известной по наблюдениям в радиодиапазоне. Эта мода стабильно присутствует в спектре мощности колебаний волокна, но обнаруживает некоторый дрейф периода в указанном интервале величин, который связан, по-видимому, с относительно медленными вариациями параметров волокна, в частности, с изменениями его магнитного поля.

3. На основании многолетних исследований мы приходим к выводу, что на Солнце имеется широкий класс активных элементов (солнечные пятна, факелы, хромосферные волокна, корональные петли), для которых характерны очень медленные колебательные процессы, выражающиеся в том, что квазипериодически меняются параметры всей системы в целом, как единого магнитосвязанного объекта, смещающегося в поле сил тяжести.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№13-02-00714) и РНФ (№15-12-20001).

Литература

1. *Gopalswamy, N., Shimojo, M., Lu, W., et al.* Ap. J, **586,** 562 (2003).
2. *Foullon, C., et al.* Solar Physics, **244**, 139 (2007).
3. *Tandberg-Hanssen E.* The Nature of Solar Prominences (Dordrecht: Kluwer) (1995).
4. *Ramsey H.E. & Smith S.F.* AJ, **71**, 197. (1966).
5. *Oliver, Ramón; Ballester, José Luis.* Solar Physics, **206**, Issue 1, p. 45-67 (2002).
6. *Foullon C., Verwichte E. & Nakariakov V.M.* A&A, **427**, L5 (2004).
7. *Frank Hill et al.* Solar Physics, **152**, no. 2, p. 321 (1994).

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА ПО СИНХРОННЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ GLOBAL OSCILLATION NETWORK GROUP (GONG) И MDI/SOHO

Ефремов В.И.[1], Парфиненко Л.Д.[1], Соловьев А.А.[1], Риехокайнен А.[2]
[1]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Университет Турку, Финляндия*

LONG-PERIOD OSCILLATIONS OF THE MAGNETIC FIELD OF A SUNSPOT ON SYNCHRONOUS OBSERVATIONS GLOBAL OSCILLATION NETWORK GROUP (GONG) AND MDI/SOHO

Efremov V.I.[1], Parfinenko L.D.[1], Solov'ev A.A.[1], Riehokainen A.[2]
[1]*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*
[2]*University of Turku, FI-20014, Turku, Finland*

Using the long-term (more than 3 days duration) series of magnetograms received with GONG telescopes we have revealed the long-period fluctuations of the magnetic field of sunspot in NOAA 11109. We found the harmonics with the periods: 26 h, 8–10 h and 3–4 h. The processing of MDI/SOHO magnetograms, obtained simultaneously with the GONG observations, gave a similar power spectrum.

1. Введение

В настоящее время имеются независимые наблюдения, подтверждающие существование долгопериодических колебаний ряда физических параметров солнечных пятен с периодами в десятки и сотни минут. Эти колебания, вероятно, отражают движения пятен как целостных магнитных образований. Они проявляется как в вариациях магнитного поля и лучевых скоростей пятен [1–3], так и в микроволновом радиоизлучении источников над пятнами [4–7]. При исследовании долгопериодических колебаний мы опираемся на общую энергетическую модель мелкого пятна [8], которая рассматривает униполярное солнечное пятно как достаточно уединенную магнитную структуру, ограниченную не только боковой квазицилиндрической поверхностью, где нормальная составляющая поля обращается в нуль, но и снизу, на глубине около 4 Мм под фотосферой. На этом уровне, согласно данным локальной гелиосейсмологии, в трубке пятна имеет место резкий переход от холодного газа пятна к нижележащей обширной зоне горячей плазмы, перегретой по сравнению с окружающей средой не менее чем на 1000К. Этот уровень представляет собою нижнюю границу пятна в том смысле, что здесь магнитная силовая трубка пятна очень резко расширяется с глубиной, ее поле ослабевает и запутывается конвекцией. Влиянием более глубоких слоев на энергетику пятна уже можно пренебречь. Колебания пятна относительно состояния его общего равновесия вызваны возмущающим действием на пятно со стороны турбулизованной внешней

среды (фотосферы и конвективной зоны). В процесс вовлечены достаточно глубокие и, соответственно, плотные слои, поэтому характерная частота таких собственных колебаний пятна оказывается довольно низкой.

Один из основных результатов наших предыдущих работ состоит в установлении предельной (наиболее низкой по частоте) собственной моды колебаний пятна как целого, которая характерным образом зависит от напряженности магнитного поля в пятне: период собственных долгопериодических колебаний оказывается минимальным (около 10–12 часов) для пятен с напряженностью поля 2500–2700 Гс и возрастает от 12 до 30 часов для пятен с напряженностью большей или меньшей указанной величины, что совпадает с теоретическими расчетами общей модели мелкого пятна [8]. Амплитуда колебаний в этой предельной моде для магнитного поля – около 200–250 Гс, а лучевой скорости – порядка 60–110 м/сек. Кроме этой наиболее низкой гармоники, в колебательных спектрах пятен выявляются и более высокочастотные колебания в полосах с периодами 40–45, 60–80, 135–170, 220–250, 480–520 минут, причем мощность колебаний в этих полосах монотонно и быстро падает с ростом частоты. Предельная колебательная мода устойчиво существует в пятнах, но на протяжении 1,5–2 суток испытывает характерные возрастания амплитуды, что приводит к появлению в спектре мощности еще более низкой моды с периодом 35–45 часов, совпадающим со средним временем жизни ячейки супергранулы. Мы полагаем, что эта мода является наведенной, обусловленной воздействием на пятно суперграунуляционных ячеек; её период от напряженности магнитного поля пятна не зависит.

2. Наблюдательный материал исследования

Как наземные, так и космические данные могут быть искажены различными артефактами [2, 3, 9]. Наиболее пригодными для исследования долгопериодических колебаний оказались данные космического аппарата MDI/SOHO. Результаты, полученные нами на этом материале, желательно подтвердить на базе других независимых источников. К сожалению, данные HMI/SDO для пятен с напряженностью больше 1800–2000 Гс искажены 12 ч и 24 ч доплеровским орбитальным артефактом [6], поэтому их использование для исследования долгопериодических колебаний проблематично. Наши самые продолжительные наземные наблюдения колебаний пятен не превышают 8 часов [1]. По этой причине мы в данной работе обратились для изучения долгопериодических колебаний к данным GONG – Global Oscillation Network Group [10]. Эта сеть состоит из шести одинаковых наземных солнечных телескопов, разнесенных по долготе таким образом, чтобы обеспечить непрерывные круглосуточные наблюдения Солнца. Инструменты построены на основе интерферометра Майкельсона и являются аналогами прибора MDI/SOHO. Несмотря на небольшие оптические

размеры, телескопы GONG позволяют надежно отслеживать максимальную напряженность магнитного поля в средних и крупных пятнах.

3. Результаты

Для обработки взяты серии магнитограмм GONG и MDI/SOHO, полученные 27–30 сентября 2010 года для активной области NOAA 11109. Длительность серии составила 4723 минут. Координаты пятна: N22W12.

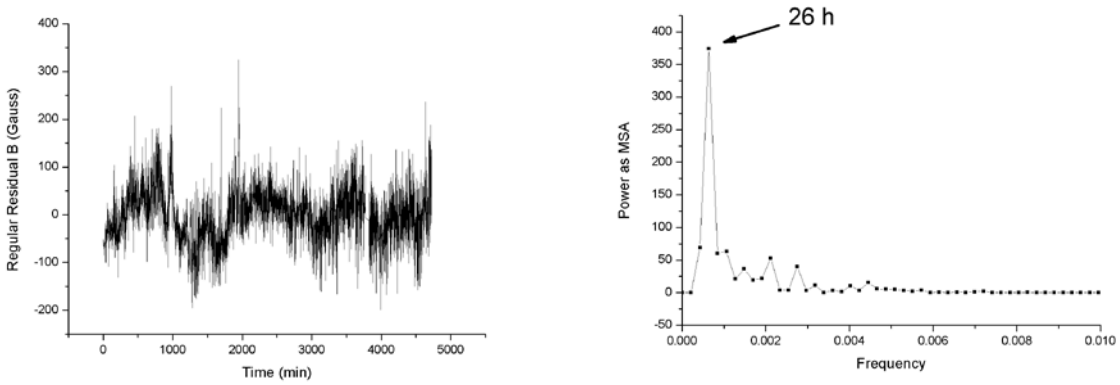


Рис. 1. *Слева*: временной ряд максимальной напряженности продольного магнитного поля в пятне по данным GONG (тренд снят). Амплитуда колебаний поля (60–70) Гс. *Справа*: Фурье-спектр для этого ряда.

Для оценки спектральных характеристик исследуемого сигнала мы применяли как Фурье-анализ, так и вейвлет-преобразование. Применение второго оправдано, когда нас интересуют не только характерные частоты процесса, но их локализация по времени. На рис. 2 приведены вейвлет-преобразования, полученные по временной серии магнитограмм GONG (слева) и по данным MDI/SOHO. На глобальном вейвлет-спектре GONG видны моды с периодами около 3–4 часа, 8–10 часов и основная собственная мода 26–28 часов, амплитуды которых превышают 95% доверительный интервал. Заметна также цуговая структура колебаний. Длительность цугов близка к характерному времени жизни супергранул, "толчки" которых, по нашему мнению, возбуждают колебания пятна [11].

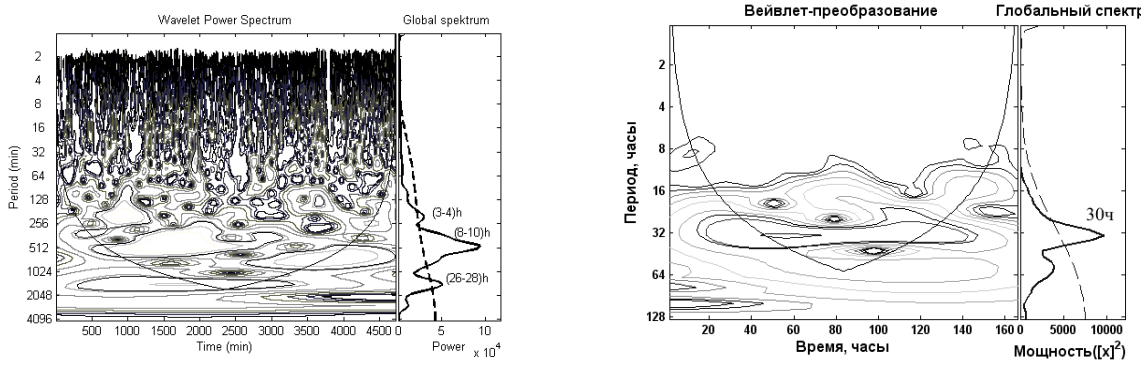


Рис. 2. *Слева*: Вейвлет спектр для данных GONG, *справа* – для данных MDI/SOHO.

Колебательные спектры, полученные по наземным наблюдениям, могут быть подвержены влиянию земной атмосферы [12]. Поэтому мы приводим на рис. 2 справа (отфильтрованы высокие частоты) результат обработки этого же пятна по серии магнитограмм, полученных на космическом приборе SOHO/MDI. Полученный при этом период в 30 часов оказался несколько выше периода той же моды, полученного по данным GONG (26–28 часов). По-видимому, это связано с тем, что наземные данные все же отягощены суточным артефактом (от него практически невозможно полностью избавиться), и его влияние несколько смещает период наиболее низкой моды колебаний пятна в сторону его уменьшения.

4. Выводы

По данным наземной сети телескопов GONG выявлены долгопериодические колебания напряженности магнитного поля солнечного пятна. Синхронные наблюдения того же пятна на аппарате MDI/SOHO дают практически такой же результат, что еще раз подтверждает реальность долгопериодических колебаний пятен. Солнечное пятно, как единое целое, совершает квазипериодические вертикальные смещения: то поднимается, то опускается, при этом, вследствие относительной медленности процесса, сохраняется баланс давлений между пятном и окружающей фотосферой, так что при вертикальных смещениях пятна изменяется и поперечный размер его магнитной силовой трубки, а вместе с этим, вследствие сохранения магнитного потока, и среднее по сечению магнитное поле.

Работа поддержана грантами РФФИ (13-02-00714) и РНФ (15-12-20001).

Литература

1. *Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.* Astronomy Reports. 84. 450 (2007).
2. *Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.* Solar Physics. 267. 279 (2010).
3. *Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.* Cosmic Research. 50. 44 (2012).
4. *Bakunina I., Solov'ev A., Nagovitsyn Yu. et al.* Geomag. & Aeron. 49. № 8. 1087 (2009).
5. *Chorley N., Hnat B., Nakariakov V.M. et al.* A & A. 513. id. A27. (2010).
6. *Smirnova V., Riehokainen A., Ryzhov V. et al.* A& A. 534. id. A137. (2011).
7. *Kallunki J., Riehokainen A.* Solar Physics, 280, Issue 2, p. 347 (2012).
8. *Solov'ev A.A. & Kirichek E.A.* Astrophys. & Space Science 352. No. 1, 23–42 (2014).
9. *Grigor'ev, V.M. & Kobanov, N.I.* Astronomy & Astrophysics, 197, 345 (1988).
10. *Hill Frank et al.* Solar Physics, 152, Issue 2, 351 (1994).
11. *Efremov V., Parfinenko L., Solov'ev A., Kirichek E.* Solar Phys. 289, 1983 (2014).
12. *Settele A., Sigwarth M., Muglach K.* A & A. 392, 1095 (2002).

РАДИАЛЬНЫЙ ПРОФИЛЬ НАПРЯЖЁННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СОЛНЕЧНОМ ПЯТНЕ ПО ДАННЫМ SDO/HMI

Живанович И., Соловьев А.А., Смирнова В.В.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

RADIAL PFORILE OF SUNSPOT MAGNETIC FIELD ON THE SDO/HMI DATA

Zhivanovich I., Solov'ev A.A., Smirnova V.V.
Central (at Pulkovo) astronomical observatory of RAS, St. Petersburg

The spatial distribution of the vertical (with respect to the surface photosphere) magnetic field in a sunspot plays an important role in modeling the temperature-density characteristics of sunspot, in the calculation of its total energy, in the study of magnetic field oscillations of sunspots and in many others tasks. A number of radial field distributions, such as the Broxon's formula, is discussed in the literature, but the generally accepted, "canonical" profile of the vertical field in a sunspot does not exist on today. Magnetograms obtained with the HMI device of the Solar Dynamic Observatory, due to their high spatial resolution, provide a good opportunity to get closer to solving this problem. We have studied 30 regular round-shaped unipolar sunspots, situated near the center of the solar disk, without any changes of their configuration or the magnetic field strength during a day or two. Four radial cuts were taken on the magnetograms for each of these 30 sunspots. The magnetic field strength measured along a cut was normalized to the maximum value of the field in the sunspot, all distances are measured in units of the radius of the umbra of the sunspot. It is shown that the radial profile of the vertical field averaged over all studied sunspots has a smooth bell-shaped form and can be well described by the analytic formula for a magnetic monopole, with the depth of immersion into the convective zone of the Sun close to the radius of the sunspot umbra.

Магнитная природа солнечных пятен изучается уже более сотни лет, но вопрос о структуре магнитного поля в солнечном пятне остается открытым. Между тем, распределение магнитного поля в пятне необходимо знать для расчета термодинамических характеристик пятна, для построения его теоретической модели. В литературе встречается несколько распределений продольного (вертикального) магнитного поля в солнечном пятне [1–6], но общепринятой модели на сегодня нет. Распределения [1–6] получены из наземных наблюдений Солнца и потому они отражают не только магнитную структуру пятна, но и различные эффекты, вызванные земной атмосферой.

Сейчас, в связи с успешной работой солнечных космических обсерваторий, имеется благоприятная возможность изучить распределение магнитного поля в солнечном пятне на основе данных с высоким пространственным разрешением, лишенных искажающего влияния земной атмосферы. В результате можно получить достаточно точную эмпирическую

формулу, описывающую распределение магнитного поля в солнечном пятне и согласующуюся с имеющимися теоретическими представлениями.

Для данной работы использовались данные инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI), расположенного на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO). (Детальное описание спутника и его инструментов приводится в работе [7].) Угловое разрешение магнитограмм, получаемых с данного инструмента, составляет 1 угловую секунду. Это позволяет получать детальные профили магнитного поля в солнечном пятне, с большим количеством точек на профиле. Проблема калибровки значений напряжённости магнитного поля в задаче получения профиля магнитного поля в пятне не важна, так как все значения поля нормируются на максимальное значение его напряженности в пятне. Таким образом, геометрический профиль магнитного поля пятна не зависит от калибровки инструмента.

Для более точного определения размеров солнечного пятна, его тени и полутени, использовались данные в УФ другого инструмента SDO – Atmospheric Imaging Assembly **(**AIA). Он также имеет угловое разрешение в 1 арксекунду, но на изображениях с этого инструмента, четко видны границы между тенью и полутенью пятна, между полутенью пятна и окружающей фотосферой. Это позволяет определять размеры солнечного пятна с достаточно высокой точностью. Для нашей работы необходимо было отобрать солнечные пятна, удовлетворяющие следующим критериям:

1. Солнечное пятно должно быть правильной, квазисимметричной геометрической формы. Это связано с тем, что в теоретических моделях пятен, с которыми мы будем сопоставлять наши эмпирические профили, обычно рассматриваются правильные, осесимметричные объекты.

2. Важным фактором является положение солнечного пятна на видимом диске Солнца. Инструмент HMI дает информацию о компоненте магнитного поля, направленном по лучу зрения. Следовательно, подбирая пятна, расположенные как можно ближе к центру видимого солнечного диска, мы получаем информацию о вертикальной компоненте магнитного поля. По долготе подбирается изображение в тот момент времени, когда пятно находилось на центральном меридиане. По широте солнечное пятно должно отстоять от экватора не более чем на 30°.

3. Солнечные пятна, отбираемые для данной задачи, должны быть стабильными, т.е. не должны менять свою форму в течение дня до и после момента прохождения пятна по центральному меридиану.

В результате отбора нами была получена выборка из 30 солнечных пятен. Для каждого из отобранных пятен делалось 4 равномерно распределенных радиальных сечения, проходящих через магнитный центр пятна (один горизонтальный профиль, один вертикальный и два диагональных). Вдоль этих сечений строились профили магнитного поля внутри тени солнечного пятна. Полученные радиальные профили для всех 30 пятен усред-

нялись, и в результате получился усреднённый профиль магнитного поля в тени солнечного пятна. На рис. 1 представлен радиальный профиль напряжённости магнитного поля, полученный по данным SDO. Как видим, он имеет достаточно гладкую колоколообразную форму. На рис. 1 представлены также два теоретических распределения, аппроксимирующих полученный эмпирический профиль.

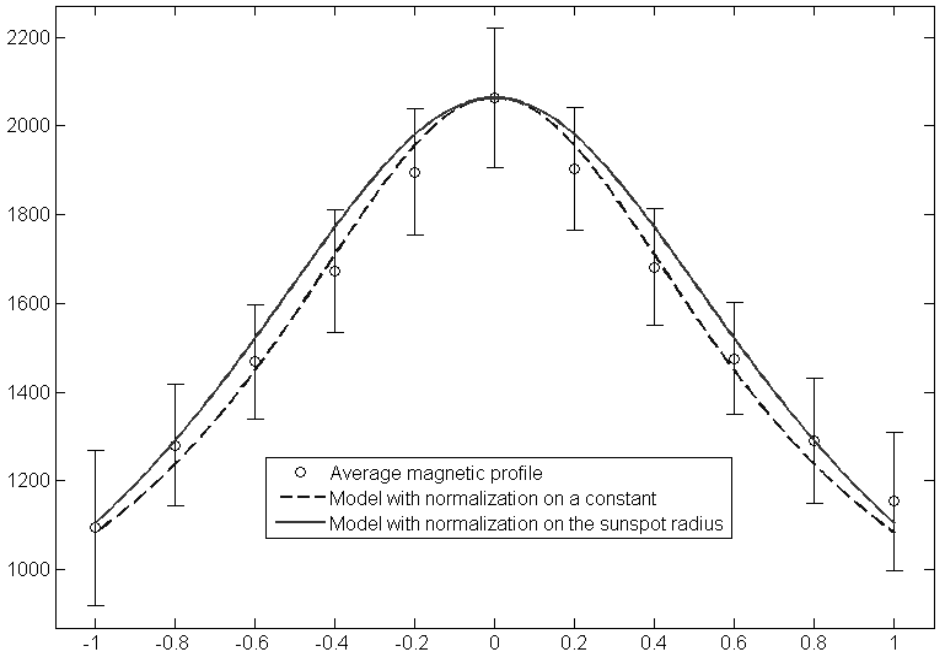


Рис. 1. Усреднённый радиальный профиль магнитного поля в тени солнечного пятна (кружки с барами) по выборке из 30 пятен; два аналитических распределения, рассчитанных по формуле (1) при разных нормирующих параметрах. По горизонтальной оси отложено относительное расстояние от центра солнечного пятна, по вертикали – величина напряжённости магнитного поля, выраженная в Гауссах.

Полученный радиальный профиль может быть описан различными аналитическими формулами, но мы предпочтем формулу, предложенную в [6, 8, 9] и имеющую определенное теоретическое обоснование:

$$B_z(r) = k \cdot \mathrm{B}_1(r) + (1-k) \cdot B_2(r),$$

$$B_1(r) = \overline{B_0}\left(1+\left(\frac{r}{\bar{a}}\right)^2\right)^{-3/2}, \quad B_2\left(r\right) = \overline{B_0} \cdot J_0\left(\frac{r}{\bar{a}_p}\right). \qquad (1)$$

Данная формула состоит из двух частей. Первая часть отвечает за распределение магнитного поля в тени солнечного пятна, вторая часть – за распределение поля, как в тени, так и в полутени пятна. r – расстояние от центра пятна, $\bar{a}$ – средний радиус тени солнечного пятна, $\bar{a}_p$ – средний радиус всего пятна (вместе с полутенью), $\overline{B_0}$ – среднее значение максимальной напряженности в тени солнечных пятен, коэффициент k определяет соот-

ношение двух частей функции (1) ($0 < k < 1$). В нашей выборке коэффициент k оказался равен 0.7.

Второе распределение, представленное на рис. 1, рассчитывалось по упрощенной формуле, полученной из формулы (1) следующим образом: вместо среднего значения радиуса тени пятна $\bar{a}$ использовалось постоянное значение L = 4 Мм, (имеющее по данным гелиосейсмологии [10–12] смысл эффективной глубины пятна), а вместо среднего значения радиуса всего пятна взято также постоянное значение $2.56 \cdot L$, где коэффициент 2.56 есть среднее отношение радиуса всего пятна к радиусу его тени [1].

Как видно из рис. 1, упрощённое аналитическое представление профиля вертикального магнитного поля в тени солнечного пятна, в котором поперечные размеры пятна заменены некоторыми универсальными постоянными величинами, вполне подходит для описания радиального профиля поля, выведенного из наблюдательных данных.

Работа подержана грантами РФФИ (проект 13-02-00714) и РНФ (проект 15-12-20001).

Литература

1. *Allen K.W.* Astrophysical quantities // Translated from the 3. revised and suppl. English edition. Moskva: Mir. – 1977. P. 448.
2. *Beckers J.M.* Schröter, The intensity, velocity and magnetic structure of a sunspot region. // Solar Physics. 1969. **10**. P. 384–403.
3. *Broxon J.W.* // Phys. Rev. 1942. **62**. P. 521.
4. *Bumba V.* // Izv. Krymsk. Astrophiz. Observ. - 1960. **23**. P. 212.
5. *Mattig W.* // Z. Astrophys. 1953. **31**. P. 273.
6. *Solov'ev A.A.* The nonlinear force-free magnetic field and the field distribution above a sunspot // Astron. Zh. 1982. **59**. P. 229–234.
7. *Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., et al.* The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Sol. Phys. 2012. **275**. P. 207–227.
8. *Solov'ev A.A., Kirichek E.A.* Basic properties of sunspots: equilibrium, stability and eigen oscillations // Astrophys. and Space Science. 2014. **352**. P. 23–42.
9. *Solov'ev A.A.* Sunspot Magnetic Structure and Interspot Radio Source Formation // Geomagnetism and Aeronomy. 2015. **55**. № 7.
10. *Kosovichev A.G.* Photospheric and Subphotospheric Dynamics of Emerging Magnetic Flux // Space Science Rev. 2009. **144**. P. 175–195.
11. *Kosovichev A.G.* Local Helioseismology of Sunspots: Current Status and Perspectives // Solar Phys. 2012. **279**. P. 323–348.
12. *Zhao J., Kosovichev A.G., Duval T.L.* Investigation of mass flows beneath a sunspot by time-distance helioseismology // Astrophys. J. 2001. **557**. P. 384–388.

ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТЕНИ ОДИНОЧНЫХ И МАГНИТНО-СВЯЗАННЫХ ПЯТЕН ПРИ ИХ ПРОХОЖДЕНИИ ПО ДИСКУ СОЛНЦА

Загайнова Ю.С.[1], Файнштейн В.Г.[2], Обридко В.Н.[1], Руденко В.Г.[2], Анфиногентов С.А.[2]
[1]ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия
[2]ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, Россия

MAGNETIC FIELD VARIATIONS IN UMBRA OF SINGLE AND MAGNETICALLY CONNECTED SUNSPOTS DURING THEIR PASSAGE ACROSS THE SOLAR DISK

Zagainova Iu.S. [1], Fainshtein V.G. [2], Obridko V.N. [1], Rudenko G.V. [2], Anfinogentov S.A.[2]
[1]IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia
[2]ISTP, Irkutsk, Russia

We study the time variations in maximum and mean values of magnetic induction as well as minimum and average angles between the field direction and the radial direction from the center of the Sun in the umbra of single sunspots and magnetically connected leaders and followers during their passage across the solar disk. Dynamics of the area of these sunspots is also analyzed. We establish correlations between these parameters measured at different instants of time. Using the active region NOAA 11330 as an example, we show that the evolution of magnetic features of the umbra of magnetically connected leaders and followers can be complicated.

1. Введение

Магнитное поле в тени солнечных пятен подвержено вариациям на различных масштабах времени. В ряде работ такие вариации изучались в пределах одного или нескольких циклов солнечной активности [1]. Предметом исследований являются также колебания магнитного поля, существующие в солнечных пятнах [2]. В некоторых работах вариации магнитных свойства пятен исследовались в процессе формирования активных областей (АО) [3]. В то же время, известно относительно немного исследований изменений магнитных характеристик отдельных пятен в процессе их эволюции: от возникновения до исчезновения. Довольно детальное исследование выполнено в работе [4], где анализировалось изменение поля и площади тени пятен за время их жизни – 55 и 30 суток.

Цель настоящей работы – получить новые сведения об особенностях изменения магнитных свойств тени отдельных солнечных пятен (как одиночных, так и входящих в группы пятен) в период времени от их возникновения до исчезновения при прохождении по диску Солнца.

2. Данные и методы их анализа

Исследована динамика характеристик магнитного поля и других свойств тени 4-х одиночных солнечных пятен (АО NOAA 11340 – 11343) и сложная эволюция магнитно-связанной пары из ведущего и замыкающего пятен в АО NOAA 11330, при их прохождении по солнечному диску.

Положение пятен и площадь их тени определялись по изображениям Солнца, полученным в континууме инструментом SDO/HMI (http://jsoc.stanford.edu/ajax/RecordSetHelp.html). Реальная площадь тени пятна находилась как $S = S_{obs}/\cos(\gamma)$ и выражалась в миллионных долях полусферы (МДП), где S_{obs} – наблюдаемая площадь, γ – угол между осью «Солнце – Земля» и радиусом из центра Солнца в центр тени пятна. Характеристики магнитного поля находились по данным векторных измерений поля инструментом SDO/HMI (http://hmi.stanford.edu/); пространственное разрешение – 0.5″, временное разрешение – 12 минут. При этом для получения корректных данных для всех компонентов поля должна быть решена проблема «π-неопределенности» направления поперечной компоненты поля. В нашей работе эта проблема решалась с помощью метода, предложенного в работе [5], для которого характерна высокая скорость и точность решения, а также возможность его использования вблизи лимба.

Анализировались следующие характеристики магнитного поля: максимальное B_{max} и среднее $\langle B \rangle$ значение магнитной индукции, а также минимальный α_{min} и средний угол $\langle \alpha \rangle$ между направлением поля и положительной нормалью к поверхности Солнца. Угол α находился из соотношения $\cos(\alpha) = |B_r|/B$, где B_r и B – радиальная компонента и модуль магнитной индукции в точке измерения поля. Величина B_r находилась с помощью соотношения, включающего измеряемые значения B, угла δ между направлением поля и лучом зрения и азимута ψ (угла, измеряемого в плоскости неба против часовой стрелки между направлением столбцов массива ПЗС-матрицы и проекцией вектора поля на эту плоскость).

3. Результаты

На рис. 1 для сравнения показаны зависимости от времени B_{max} и S для двух одиночных пятен. Видно, что обе эти характеристики меняются со временем, в среднем, синхронно, как до достижения максимального значения, так и в период их последующего уменьшения. Это принципиально отличается от результатов работы [4], согласно которым после достижения максимальных значений синхронность между изменением B и S исчезает.

Одно из фундаментальных результатов исследования свойств солнечных пятен – обнаружение положительной корреляции между площадью S и магнитной индукцией B в тени [1, 6]. В работе [7] по векторным измерениям поля магнитографом SDO/HMI впервые были получены зависимости между максимумом и средним значением магнитной индукции в пределах

тени и площадью тени отдельно для ведущих и замыкающих магнитно-связанных пятен, наблюдаемых вблизи центрального меридиана. Здесь речь идет о зависимостях, полученных для выборок из множества разных пятен, наблюдаемых на разных фазах эволюции. Анализ показал, что и для одиночных пятен существует связь измеренных в них в разное время параметров B_{max} и <B> с площадью тени S. На рис. 2 (A, B) это иллюстрируется для одного пятна в NOAA 11343.

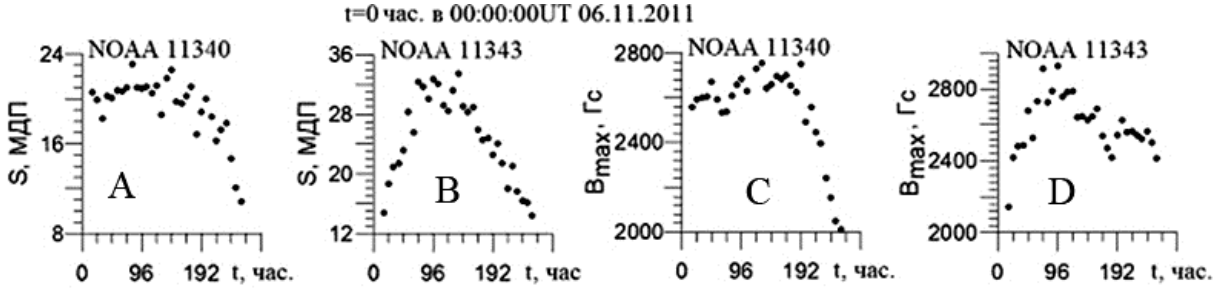


Рис. 1. Зависимости $B_{max}(t)$ и S(t) для двух одиночных пятен NOAA 11340 и 11343.

На рис. 2 (C, D) сопоставлена зависимость $B_{max}(S)$ для ведущих пятен из магнитно-связанных пар пятен (C), наблюдаемых вблизи центрального меридиана [7], и аналогичная зависимость для одиночного пятна в АО NOAA 11340 за время его прохождения по диску Солнца (D). Из рисунка следует, что для S>10 МДП обе зависимости «похожи». Кроме этого, для каждого рассмотренного одиночного пятна обнаружена отрицательная корреляция между B и значениями углов α_{min} и <α> в месте измерения поля, а также между этими углами и площадью тени S. Это согласуется с аналогичными зависимостями, полученными для ведущих пятен из выборки магнитно-связанных пар пятен, наблюдаемых в разное время вблизи центрального меридиана [7].

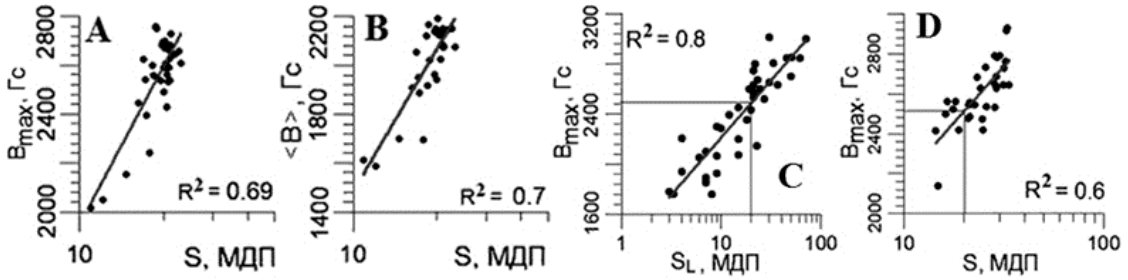


Рис. 2. Зависимости $B_{max}(S)$, <B>(S) для одиночных пятен NOAA 11340 (A,B) и 11343 (D) и для ведущих пятен, магнитно-связанных с замыкающими $B_{max}(S_L)$ (C).

Изучена сложная эволюция АО NOAA 11330 при ее движении по диску Солнца (рис. 3). На начальном этапе (рис. 3 A–C) часть магнитного потока из ведущего пятна, уходит севернее в замыкающие пятна соседней АО 11325. Со временем эта АО исчезает, и весь магнитный поток из ведущего пятна в NOAA 11330 уходит в замыкающее пятно этой же АО (рис. 3 D). Позже исчезают и замыкающие пятна в этой АО, и магнитный поток из ведущего пятна снова перераспределяется (рис. 3 E, F). Движение по диску

Солнца NOAA 11330 сопровождается изменением зависимости от долготы магнитных характеристик тени и ее площади, как ведущего, так и замыкающего пятен, а также к изменению характера связи между различными параметрами в их тени. На рис. 4 (A, B) показано, что до исчезновения NOAA 11325 $<B_L>$ растет, а $<\mathbf{a}_L>$ падает. А после её исчезновения $<B_L>$ продолжает рост, но $<\mathbf{a}_L>$ тоже растет (рис. 4 C, D).В замыкающих пятнах получилось как для одиночных пятен: $<\mathbf{a}_F>$ растет, когда $<B_F>$ и S_F падают. Рассмотренный пример показывает, что силовые линии из тени ведущего пятна не связывают только ведущее и замыкающее пятна, а магнитный поток из ведущего пятна перераспределяется по широте в пределах ±60° и более, формируя, возможно, несколько магнитных трубок.

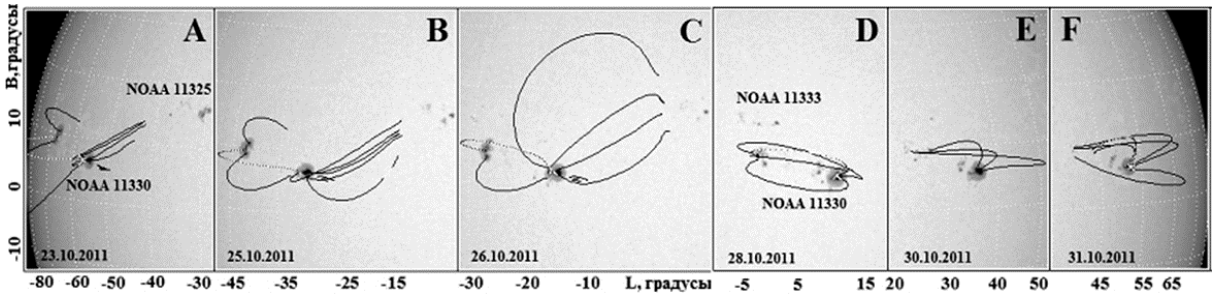


Рис. 3. Динамика магнитного комплекса активности из АО 11325 и 11330.

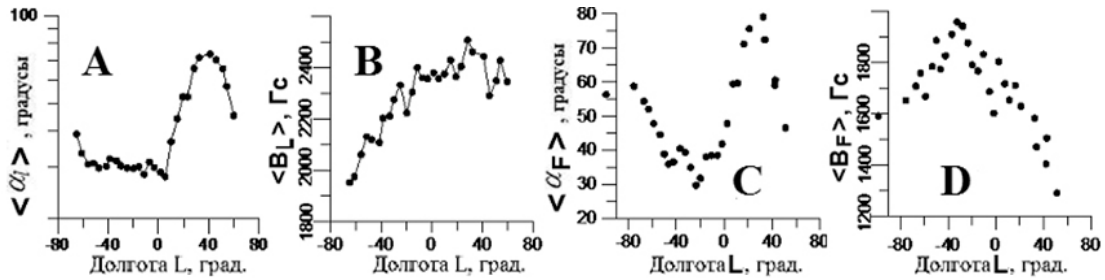


Рис. 4. Вариации магнитных свойств пятен NOAA 11330 по долготе L.

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

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00308 и № 15-02-01077.

Литература

1. *Pevtsov A.A., Bertello L., Tlatov A.G., Kilcik A., Nagovitsyn Y.A., Cliver E.W.* Solar Physics, 2014, 289, 593.
2. *Rueedi I., Solanki S.K., Stenflo J.O., Tarbell T., Scherrer, P.H.* A&A, 1998, 335, L97.
3. *Григорьев В.М., Ермакова Л.М., Хлыстова Ф.И.* Астрон. журнал, 2012, 89, № 11, 967.
4. *Cowling T.G.* The growth and decay of the sunspot magnetic field, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 1946, 106, 218.
5. *Rudenko G.V. and Anfinogentov S.A.* Solar Physics, 2014, 289, 1499.
6. *Брей Р., Лоухед Р.* Солнечные пятна. 1967. М.: Мир, 385 с.
7. *Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Обридко В.Н.* Геомагн. Аэрон., 2015. 55, № 1, 15.

ГЕНЕРАЦИЯ СУПЕРДРАЙСЕРОВСКИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЕ

Зайцев В.В.[1], Кронштадтов П.В.[1], Степанов А.В.[2]
[1]*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*
[2]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

GENERATION OF SUPER-DREICER ELECTRIC FIELDS IN THE SOLAR CHROMOSPHERE

Zaitsev V.V.[1], Kronshtadtov P.V.[1], Stepanov A.V.[2]
[1]*Institute of Applied Physics of RAS, N. Novgorod, Russia*
[2]*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St.Petersburg, Russia*

Excitation of the electric field on the front of the current pulse that occurs at the footpoints of a coronal magnetic loop as a result of the magnetic Rayleigh-Taylor instability is considered. For the time of $\tau_A \approx l/V_A \approx 5 \div 25$ *s (where l is the scale of a plasma tongue invading the magnetic loop due to the Rayleigh-Taylor instability) a disturbance associated with the tension of the magnetic field* $B_\varphi(r,t)$*, "running away" from the region of instability with the Alfven speed. As a result, a pulse of electric current* $I_z(z - V_A t)$ *with a scale of* $\Delta\xi \approx l$ *begins to propagate along the magnetic loop. Therewith the inductive electric field* E_z *on the pulse front appears, directed along of the loop axis, i.e., capable of accelerating particles. For sufficiently high current value,* $B_\varphi^2/8\pi > p$*, a non-linear regime of propagation of the electric current pulse is realized and quite high longitudinal electric field is generated* $E_z \approx 2I_z^3 V_A / c^4 a^2 B_z^2 l$ *which depending on the current magnitude can exceed the Dreicer field.*

Известно, что достаточно мощная рентгеновская вспышка должна продуцировать в секунду около 10^{37} электронов с энергией > 20 кэВ в течение 10–100 с при общем количестве ускоренных электронов N_e(>20 кэВ) $\approx 10^{38}$–10^{39} [1]. Имея в виду хорошую корреляцию импульсных вспышек с корональными магнитными петлями, мы приходим к выводу, что при площади поперечного сечения петли $10^{16} \div 10^{17}\, cm^2$ и при характерной скорости ускоренных электронов $10^{10}\, cm/s$ концентрация ускоренных электронов должна быть $n_s = 10^{10} \div 10^{11}\, cm^{-3}$. Такую концентрацию ускоренных электронов практически невозможно обеспечить при ускорении в корональной части магнитной петли. В магнитной петле, однако, имеется область, которая, в принципе, может обеспечить необходимое количество частиц – это хромосфера. В хромосферной части петли в столбе от температурного минимума до переходной области между хромосферой и короной содержится около $5 \cdot 10^{39}$ частиц, если принять площадь сечения петли в этой области ~ 10^{17} см^2. Если ускорение происходит в хромосферной части петли, то указанного количества частиц достаточно, чтобы обеспечить инжекцию в

режим ускорения необходимое количество электронов. Поскольку, однако, общее количество ускоренных электронов не сильно отличается от полного количества частиц в хромосферной части петли, то это должно свидетельствовать о высокой эффективности механизма ускорения, когда концентрация ускоренных электронов сравнима по порядку величины с концентрацией фоновой плазмы. Подобная ситуация может, в частности, возникать при ускорении электрическими полями, когда напряженность поля близка или превышает так называемое поле Драйсера $E_D = e\Lambda\omega_p^2/V_T^2$ (здесь ω_p и V_T – ленгмюровская частота и тепловая скорость электронов, Λ – кулоновский логарифм. В настоящем сообщении рассматривается возможность генерации интенсивных электрических полей в результате развития в хромосфере магнитной неустойчивости Релея-Тэйлора. Эта неустойчивость приводит к проникновению внешней хромосферной плазмы, где отношение газокинетического давления к магнитному давлению $\beta \le 1$, внутрь петли, где $\beta << 1$, деформирует магнитное поле петли и вызывает увеличение электрического тока. Как показано в работе [2], неустойчивость возникает при прогреве хромосферных оснований магнитной петли до температуры $10^4 K$, что необходимо для возникновения значительной степени ионизации и появления центробежной силы, действующей на плазму вследствие кривизны силовых линий магнитного поля вблизи оснований трубки. Важным свидетельством прогрева хромосферы перед возникновением вспышечного процесса является часто наблюдаемая депрессия радиоизлучения *мм* и *см* – диапазонов перед импульсной фазой вспышки [3].

Пусть в момент $t = 0$ в трубку начинается вторжение окружающей хромосферной плазмы со скоростью $V_r(r,t) = -V_r(t)r/a$. Тогда из уравнения

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = rot[\vec{V} \times \vec{B}\} \qquad (1)$$

получаем эволюцию компонент магнитного поля:

$$B_\varphi(r,t) = B_{\varphi 0}\frac{r}{a}\exp(\frac{2}{a}\int_0^t V_0(t')dt'),\ B_z(r,t) = const.\exp(\frac{2}{a}\int_0^t V_0(t')dt'). \qquad (2)$$

Легко убедиться с помощью формул (2) и уравнения

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \qquad (3)$$

что непосредственно в основании магнитной трубки, где возникает желобковая неустойчивость, индукционное электрическое поле перпендикулярно магнитному, $\vec{E} = -(1/c)[\vec{V} \times \vec{B}]$, поэтому это поле непосредственно не ускоряет частицы. Однако за время порядка $\tau_A \approx l/V_A \approx 5 \div 10$ сек, где $l \approx (1 \div 5) \times 10^7$ см – протяженность по высоте области развития желобковой неустойчивости, импульс натяжения магнитного поля $B_\varphi(r,t)$ "убегает" из области неустойчивости с альфвеновской скоростью в виде импульса продольного электрического тока, а импульс магнитного давления поля $B_z(r,t)$

остается в области желобковой неустойчивости, возбуждая БМЗ-колебания. "Расцепление" обеих компонент приводит к тому, что индукционное электрическое поле уже не связано с проникающим в трубку языком хромосферной плазмы, а определяется, зависимостью от времени компоненты $B_\varphi(r,t)$.

Можно показать, что если величина тока достаточно мала, так что выполняется условие $B_\varphi^2 \le 8\pi p$, тогда мы имеем обычную линейную альфвеновскую волну, распространяющуюся вдоль магнитного поля петли B_{z0} со скоростью $V_A = B_{z0}/\sqrt{4\pi\rho}$, в которой продольное электрическое поле отсутствует:

$$\frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial t^2} = \frac{B_{z0}^2}{4\pi\rho}\frac{\partial^2 B_\varphi}{\partial z^2}, \qquad \frac{\partial E_z}{\partial r} = 0. \tag{4}$$

Если величина тока достаточно велика и выполняется условие $B_\varphi^2 >> 8\pi p$, возникает индукционное электрическое поле, направленное вдоль магнитного поля петли B_{z0}:

$$\frac{\partial E_z}{\partial r} = -\frac{1}{c}\frac{B_\varphi^2}{4\pi\rho V_A^2}\frac{\partial B_\varphi}{\partial t}. \tag{5}$$

Причина этого связана с тем, что при условии $B_\varphi^2 >> 8\pi p$ возмущения магнитного поля не компенсируются градиентом газового давления (как это имеет место в линейном альфвеновском импульсе, распространяющимся вдоль магнитного поля) и появляются возмущения скорости вдоль радиуса трубки и вдоль невозмущенного магнитного поля B_{z0}, что приводит к генерации нелинейной по полю B_φ (и по току) компоненты электрического поля вдоль оси трубки (пондеромоторный эффект). Продольное электрическое поле нарастает от оси трубки и максимально у поверхности. Оно растет также с увеличением тока и при $B_\varphi^{\max} \approx \sqrt{4\pi\rho}V_A$ достигает значений

$$\frac{\partial E_{zm}}{\partial r} \approx -\frac{1}{c}\frac{\partial B_\varphi}{\partial t}, \tag{6}$$

характерных для индукционных электрических полей в вакууме.

Максимальное поле соответствует $r = a$:

$$E_{zm} = \frac{2I_0^2 V_A}{c^4 a^2 B_{z0}^2}\frac{\partial I_0}{\partial \xi}, \quad \xi = z - V_A t \tag{7}$$

и его отношение к полю Драйсера $E_D = 6\times10^{-8} n/T$ в/см равно

$$\frac{E_{zm}}{E_D} = 2{,}2\times10^8 \frac{TI_0^3(A)}{a^2 B_{z0} n^{3/2}\Delta\xi}. \tag{8}$$

На рис. 1 на диаграмме «концентрация – ток » показаны области генерации супердрайсеровских полей в хромосфере. Если иметь в виду интервал концентраций, который соответствуют наблюдаемым оптическим вспышкам ($3\times10^{12} \div 5\times10^{13}\, cm^{-3}$ [4]), то супердрайсеровские электрические

поля возникают, если электрические токи в корональных магнитных петлях превышают $2\times10^{10}\div10^{11}\,A$. В этом случае на фронте импульса тока ускоряется достаточно много электронов и следует ожидать достаточно мощных вспышек. Слабые вспышки соответствуют меньшим значениям электрического тока. Ниже приведены оценки электрических полей для условий верхней хромосферы:

$$n\approx10^{12}\,cm^{-3},\ T\approx10^{4}\,K,\ B_{z0}\approx3\times10^{2}\,G,\ \Delta\xi\approx l\approx5\times10^{7}\,cm,$$

$$I_0\approx2\times10^{10}\,A\ \Rightarrow\ E_z\approx2{,}5\ \ V/cm,\ E_D\approx6\,V/cm$$

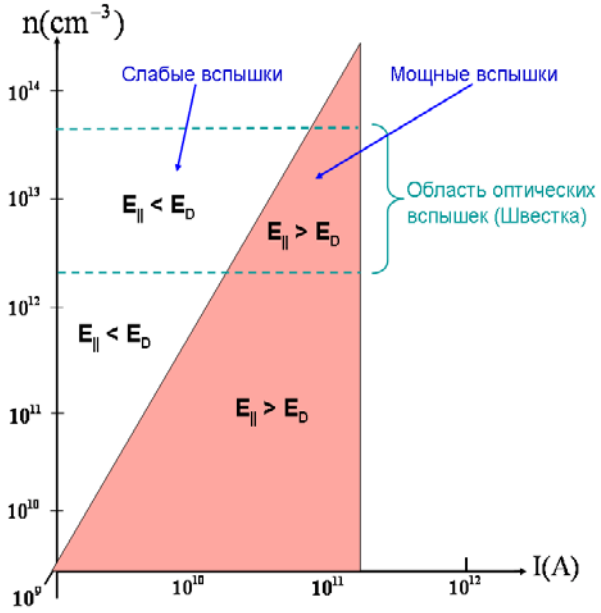


Рис. 1. Диаграмма «концентрация – ток», на которой показаны области реализации супердрайсеровских и субдрайсеровских электрических полей, возникающих на фронте импульса тока, распространяющегося вдоль магнитной петли от области магнитной неустойчивости Релея-Тэйлора.

Ещё один важный вопрос, обсуждаемый в литературе, вызван большим электрическим током, который ассоциируется с ускоренными электронами [5]. Одна из возможностей решения этой проблемы связана с образованием обратного тока в плазме, которой компенсирует ток быстрых электронов [6].

Работа частично поддержана грантами РФФИ № 14-02-00133, 15-02-02808 и контрактом Министерства науки и образования РФ № 14Z50.31.0007.

Литература

1. *Miller J.A., Cargill P.J., Holman G.D., Ltnnis B.R., La Rosa T.N., Winglee R.M., Benka S.G., and Tsuneta S.* Journal Geoph. Res., 1997, **102,** 14631.
2. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Kaufmann P.* Solar Phys., 2014, **289**, 3017.
3. *Плотников В.М., Петерова Н.Г.* Солнечные данные, 1981, № 5, 92.
4. *Fritzova-Švestkova L., Švestka Z.* Solar Phys. 1967, **2**, 87.
5. *Melrose D.B.* Astrophys. J. 1995, **451,** 391.
6. *Hammer D.A., Rostoker N.* Phys. Fluids, 1970, **13,** 1831.

О СВЯЗИ ВСПЫШЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ НА ФОТОСФЕРЕ

Зимовец И.В., Шарыкин И.Н.
ФГБУН Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

ON THE RELATIONSHIP BETWEEN FLARE HARD X-RAY SOURCES AND PHOTOSPHERIC ELECTRIC CURRENTS

Zimovets I.V., Sharykin I.N.
Space Research Institute (IKI) of the RAS, Moscow, Russia

There are some evidences that initial energy release and acceleration of electrons, at least in some solar flares, can occur inside magnetic tubes with strong electric currents, in the transition region and chromosphere, rather than in the corona. We report preliminary results of observational study of spatial relationship between hard X-ray (HXR; ≥50keV) sources detected by RHESSI in 12 flares and vertical currents in parental active regions (AOs) calculated using the HMI/SDO photospheric vector magnetograms. We found that in all flares at least one HXR source was in a region of strong currents within 10%–90% of the maximum current of an entire AO. Integral currents (of the same sign) across the HXR sources were in the range of 1.1–9.5×10^{11} A. We also found that there were multiple regions of strong currents in each AO where HXR sources were not detected. These results give evidence that there is link between flare HXR sources and strong vertical currents on the photosphere. However, this link is not clear. It seems that strong vertical currents is necessary but not sufficient condition for generation of flare HXR sources. This work should be expanded to try to find sufficient condition.

Введение

Наиболее распространено представление о том, что первичное энерговыделение и ускорение заряженных частиц во вспышках происходят в разреженной плазме солнечной короны в области пересоединяющихся токовых слоев [1, 2]. Однако ряд исследований показывает, что для объяснения наблюдаемых потоков жесткого рентгеновского (ЖР) излучения, по крайней мере, некоторых мощных вспышек, необходимо предполагать ускорение практически всех электронов, содержащихся во вспышечных петлях над переходным слоем [3, 4]. Сложно представить себе естественный механизм, способный ускорить почти всю популяцию частиц плазмы. Данное противоречие можно разрешить, предположив, что ускорение происходит в более плотных слоях солнечной атмосферы – в переходном слое и хромосфере. В работах [3, 5] предложена теория, в рамках которой ускорение частиц может происходить в подножиях петель, в которых текут сильные (~10^{11}–10^{12} А) электрические токи. В случае, если эта теория верна, можно ожидать, что наиболее яркие вспышечные ЖР источники должны располагаться в хромосферных подножиях магнитных петель с силь-

ными продольными токами. Исследования, выполненные в 1990-х, этого не подтвердили [6]. В настоящее время имеются существенно более прецизионные наблюдательные данные. Цель нашей работы – провести исследование взаимного расположения вспышечных ЖР источников, детектируемых RHESSI [7], и вертикальных электрических токов на фотосфере, рассчитываемых с помощью векторных магнитограмм HMI/SDO [8].

Данные и методика анализа

Для исследования мы отобрали 12 вспышек из каталога RHESSI за 2010–2015 гг. Основные критерии отбора: а) вспышка в центральной части диска Солнца; б) поток ЖР излучения (≥50 кэВ), детектируемого RHESSI, достаточен для синтеза изображений и определения положения источников; в) для родительской активной области (АО) вспышки доступна векторная магнитограмма HMI/SDO (в пределах 12 мин до начала события). Основная информация по отобранным вспышкам приведена в таблице 1. Можно отметить, что только 5 вспышек имеют относительно простую “однопетлевую” структуру – в диапазоне 6–12 кэВ наблюдается продолговатый источник, на противоположных концах которого располагаются источники в диапазоне ≥50 кэВ. В 3-х вспышках помимо ярких ЖР источников, которые можно интерпретировать как хромосферные подножия петель, также обнаруживались 1 или более дополнительных ЖР источников непонятной морфологии. В оставшихся 4-х вспышках ситуация была еще более запутанная.

Таблица 1. Информация об исследуемых вспышках

Flare №	Date	Flare Class	NOAA AR №	Flare Coords arcsec	AR Coords deg	UT1	UT2	Flare Geom *	HXR & *Jz* **
1	15.02.11	X2.2	11158	+205,-222	S21W28	01:55:08	01:55:24	b	1
2	09.03.11	X1.5	11166	+190,+272	N11W15	23:21:08	23:21:24	c	1
3	03.08.11	M1.7	11263	-155, +166	N17W06	04:31:08	04:31:24	a	1
4	06.09.11	X2.1	11283	+284,+133	N14W18	22:18:52	22:19:08	a	1
5	10.05.12	M5.7	11476	-364,+259	N10E08	04:16:24	04:16:40	c	1
6	02.07.12	M3.8	11515	-16,-326	S17E03	20:01:44	20:02:04	a	1
7	04.07.12	M5.3	11515	+288,-343	S16W24	09:54:44	09:55:04	a	1
8	02.05.13	M1.1	11731	+398,+209	N09W31	05:04:40	05:05:00	a	1
9	07.01.14	M7.2	11944	-229,-169	S13E11	10:11:28	10:11:44	b	1
10	22.10.14	M8.7	12192	-364,-297	S14E05	01:39:16	01:39:32	b	1
11	22.10.14	X1.6	12192	-225,-317	S14E13	14:06:16	14:06:32	c	1
12	24.10.14	M4.0	12192	+74,-399	S14W20	07:41:56	07:42:12	c	1

* Характеристики ЖР источников: (a) петлевая структура вспышки с двумя ЖР подножиями; (b) ЖР подножия наблюдаются, но видны дополнительные источники неочевидной геометрии; (c) геометрия вспышечной области не ясна.

** Взаиморасположение ЖР источников и областей сильных токов (Jz): (0) ЖР источники находятся в области довольно слабых токов <0.1Max[Jz]; (1) ЖР источники совпадают с областями сильных токов 0.1-0.9Max[Jz]; (2) ЖР источники совпадают с максимальными токами 0.9–1.0Max[Jz] в АО.

Для интервала времени в окрестности пика ЖР излучения (≥50 кэВ) каждой вспышки (рис. 1) с помощью алгоритма PIXON построены изоб-

ражения в диапазонах 6–12 кэВ и 50–100 кэВ (100–300 кэВ в одном событии). Определено расположение ЖР источников. С помощью векторных магнитограмм HMI/SDO для родительских АО рассчитаны карты продольных лучу зрения (вертикальных) электрических токов на фотосфере $J_z(x,y) = S_p(x,y) \times (dB_y/dx - dB_x/dy)$, где $S_p(x,y)$ – площадь пикселя с угловыми координатами (x,y), B_x и B_y – тангенциальные составляющие вектора магнитного поля на фотосфере. Карты токов совмещены с ЖР изображениями (рис. 1).

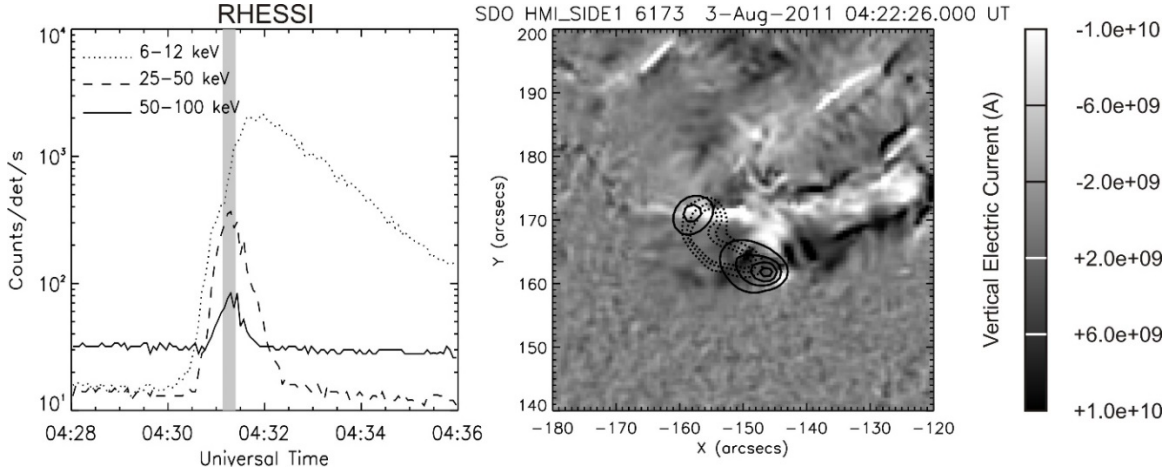


Рис. 1. Пример исследованной "петлевой" вспышки 03.08.2011 (№3). *Левая панель* – темпы счета детекторов RHESSI. Вертикальная серая полоса показывает интервал времени в окрестности пика ЖР излучения, для которого строились изображения рентгеновских источников. *Правая панель* – карта вертикальных электрических токов во вспышечной области (время указано сверху). Контуры рентгеновских источников 6–12 и 50–100 кэВ показаны точечными и сплошными кривыми соответственно.

Для каждой АО и отдельно для найденных в ней ЖР источников определялись следующие величины (их значения приведены в соответствующих столбцах таблицы 2): (1) минимальное значение модуля тока (на пиксель; угловой размер пикселя ≈0.5″.); (2) среднее значение модуля тока (на пиксель); (3) максимальное значения отрицательно направленного (к фотосфере – от наблюдателя) тока (на пиксель); (4) максимальные значения положительно направленного (от фотосферы) тока (на пиксель); (5, 6) полные (интегральные) значения отрицательно и положительно направленных токов; (7, 8) средние значения отрицательно и положительно направленных токов (на пиксель); (9) полные угловые площади АО и ЖР источников.

Основные результаты

1. Во всех исследованных вспышках, по крайней мере, один ЖР источник (≥50 кэВ) располагался в области сильного вертикального тока, значение которого было в диапазоне 10%–90% от максимального значения тока (в пикселе) по всей родительской АО.

2. Значения полного (интегрального) вертикального тока (одной направленности), проходящего через площадь ЖР источников, варьировались в диапазоне $(1.1–9.5)\times10^{11}$ А, при среднем значении 3.9×10^{11} А.

3. Во всех исследованных АО имелись многочисленные участки сильных токов, в которых ЖР источники не наблюдались.

Таблица 2. Характеристики вертикальных электрических токов (J_z) в родительских активных областях (AR) вспышек и в области источников ЖР излучения (HXR)

Flare №	**AR / HXR** $\min\lvert J_z\rvert$ **[A]**	**AR / HXR** $\langle\lvert J_z\rvert\rangle$ **[A]**	**AR / HXR** $\lvert\max J_z^-\rvert$ **[A]**	**AR / HXR** $\max J_z^+$ **[A]**	**AR / HXR** $\lvert\sum J_z^-\rvert$ **[A]**	**AR / HXR** $\sum J_z^+$ **[A]**	**AR / HXR** $\lvert\langle J_z^-\rangle\rvert$ **[A]**	**AR / HXR** $\langle J_z^+\rangle$ **[A]**	**AR / HXR** S **[arcsec^2]**
1	5.7e+03 6.8e+06	2.3e+09 6.4e+09	2.0e+10 2.0e+10	2.8e+10 1.5e+10	2.3e+13 6.1e+11	2.3e+13 8.6e+11	2.2e+09 7.7e+09	2.4e+09 5.7e+09	5.1e+03 5.8e+01
2	1.2e+04 1.4e+07	1.2e+09 1.9e+09	3.1e+10 5.8e+09	2.6e+10 1.3e+10	1.1e+14 3.0e+11	1.1e+14 6.1e+11	1.2e+09 1.5e+09	1.2e+09 2.2e+09	4.5e+04 1.2e+02
3	7.2e+04 5.9e+07	1.3e+09 4.5e+09	1.6e+10 1.1e+10	2.8e+10 1.3e+10	5.0e+13 4.1e+11	5.0e+13 1.7e+11	1.2e+09 4.1e+09	1.3e+09 6.1e+09	2.0e+04 3.2e+01
4	4.3e+04 7.8e+06	1.2e+09 3.7e+09	2.6e+10 1.3e+10	1.4e+10 7.9e+09	3.4e+13 4.3e+11	3.4e+13 1.1e+11	1.2e+09 4.3e+09	1.2e+09 2.4e+09	1.4e+04 3.7e+01
5	6.9e+02 4.8e+06	1.3e+09 1.9e+09	2.7e+10 7.3e+09	2.8e+10 5.3e+09	1.5e+14 1.7e+11	1.5e+14 1.1e+11	1.3e+09 2.2e+09	1.3e+09 1.6e+09	5.8e+04 3.8e+01
6	1.4e+04 1.1e+07	1.4e+09 3.1e+09	1.8e+10 1.3e+10	3.0e+10 1.2e+10	9.6e+13 9.5e+11	9.7e+13 2.7e+11	1.4e+09 3.1e+09	1.4e+09 3.1e+09	3.5e+04 1.0e+02
7	9.4e+03 3.6e+07	1.4e+09 3.9e+09	2.8e+10 1.3e+10	3.3e+10 9.1e+09	1.3e+14 5.9e+11	1.3e+14 1.5e+11	1.4e+09 4.0e+09	1.5e+09 3.3e+09	4.6e+04 4.9e+01
8	2.7e+03 4.8e+06	1.4e+09 1.1e+09	2.1e+10 4.1e+09	3.1e+10 3.9e+09	1.1e+14 1.2e+11	1.1e+14 1.3e+11	1.4e+09 1.0e+09	1.4e+09 1.2e+09	4.2e+04 5.9e+01
9	9.5e+03 2.9e+07	1.2e+09 2.7e+09	3.5e+10 5.1e+09	1.9e+10 7.2e+09	2.4e+14 3.9e+10	2.5e+14 3.6e+11	1.2e+09 1.8e+09	1.2e+09 2.9e+09	1.1e+05 3.7e+01
10	3.1e+03 1.3e+07	1.5e+09 3.4e+09	5.6e+10 1.4e+10	5.9e+10 1.3e+10	2.8e+14 5.8e+11	2.8e+14 4.1e+11	1.6e+09 3.8e+09	1.6e+09 2.9e+09	9.0e+04 7.4e+01
11	9.1e+02 2.8e+05	1.6e+09 2.5e+09	2.8e+10 1.2e+10	4.6e+10 8.8e+09	2.3e+14 9.1e+11	2.3e+14 3.6e+11	1.6e+09 2.6e+09	1.6e+09 2.0e+09	7.5e+04 1.3e+02
12	1.0e+04 1.1e+08	1.6e+09 4.0e+09	2.5e+10 1.3e+10	2.6e+10 1.1e+10	2.3e+14 3.8e+11	2.3e+14 1.8e+11	1.6e+09 4.3e+09	1.5e+09 3.4e+09	7.5e+04 3.6e+01
mean	**1.5e+04** **2.5e+07**	**1.5e+09** **3.3e+09**	**2.8e+10** **1.1e+10**	**3.1e+10** **9.9e+09**	**1.4e+14** **4.6e+11**	**1.4e+14** **3.1e+11**	**1.4e+09** **3.4e+09**	**1.5e+09** **3.1e+09**	**5.1e+04** **6.4e+01**
min	**6.9e+02** **7.2e+04**	**1.2e+09** **1.1e+09**	**1.6e+10** **4.1e+09**	**1.4e+10** **3.9e+09**	**2.3e+13** **3.9e+11**	**2.3e+14** **1.1e+11**	**1.2e+09** **1.0e+09**	**1.2e+09** **1.2e+09**	**5.1e+03** **3.2e+01**
max	**2.8e+05** **1.1e+08**	**2.3e+09** **6.4e+09**	**5.6e+10** **2.0e+10**	**5.9e+10** **1.5e+10**	**2.8e+14** **9.5e+11**	**2.8e+14** **8.6e+11**	**2.2e+09** **7.7e+09**	**2.4e+09** **6.1e+09**	**1.1e+05** **1.3e+02**

Благодарности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 15-32-21078-мол_а_вед.

Литература

1. *Aschwanden M.J.* Space Sci. Rev., 101, 1–227, 2002.
2. *Zharkova V.V., Arzner K., Benz A.O., et al.,* Space Sci. Rev., 159, 357–420, 2011.
3. *Зайцев В.В.* Письма в Астрон. Ж., 31, 9, 693–700, 2005.
4. *Krucker S., Hudson H.S., Jeffrey N.L.S., et al.,* Astrophys. J., 739:96 (7 pp.), 2011.
5. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* Успехи Физ. Наук, 178, 11, 1165–1204, 2008.
6. *Li J., Metcalf T.R., Canfield R.C., et al.* Astrophys. J., 482, 490–497, 1997.
7. *Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J., et al.* Solar Phys., 210, 3–32, 2002.
8. *Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., et al.* Solar Phys., 275, 207–227, 2012.

МИНИМУМ МАУНДЕРА: РЕВИЗИЯ

Золотова Н.В., Понявин Д.И.
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

THE MAUNDER MINIMUM: A REVISION

Zolotova N.V., Ponyavin D.I.
Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

The Maunder minimum is known as the unique period of near zero sunspot activity during 70 years (1645–1715) which characterized by strong asymmetry in the hemispheres. In our work, we consider in details the nominal number of sunspot groups for each individual observer from the Hoyt and Schatten database since 1610. Sunspot activity is found to be underestimated because the database contains a lot of artificial zero values. Sources of these zeros come from short notices about absence of large sunspots, or archives which are not dedicated to the sunspot observations. We conclude that the Maunder minimum is a period of secular suppression of the 11-year cycle and non-stopped sunspot activity.

Введение

Солнечная активность помимо 11-летнего цикла подвержена вековым вариациям. За 400 лет телескопических наблюдений на Солнце несколько раз наступала череда относительно низких солнечных циклов. Одним из самых известных таких периодов является минимум Маундера (ММ), согласно [1] период почти полного прекращения пятнообразования. Теория динамо пытается воспроизвести ММ [2–3], но сталкивается с рядом трудностей [4]. Безусловно, теория нуждается в длинных рядах достоверных экспериментальных данных. Однако, данные о солнечной активности в прошлом часто оказываются неполными, неоднородными, или просто утраченными. До 1825 года [5] мониторинг и подсчет числа пятен не проводились. Астрономы не догадывались о существовании биполярных структур, не было понятия группы пятен, а сами пятна считались нерегулярными объектами, которые не следуют какой-либо закономерности ни по времени появления и исчезновения, ни по форме, числу, или размерам [6]. Наблюдатели больше интересовались природой пятен – являются ли они звездами, планетами, вулканами, облаками, пеной и так далее.

В данной работе мы анализируем номинальное число групп солнечных пятен из базы данных [7] для каждого наблюдателя в отдельности и делаем предположение о характере поведения пятенной активности с 1610 по 1720 г.

Результаты анализа

В работах [8, 9] показано, что база данных числа групп солнечных пятен содержит большое количество искусственных нулей. Часть этой ин-

формации об отсутствии пятнообразования взята из книги [10], которая вовсе не посвящена наблюдению за пятнами Солнца. Другая часть архивных источников о пятнообразовании взята из коротких текстовых записей, зачастую из писем. Прочтение этих архивов обнаруживает, что наблюдатели Дерхам, Гевелий, Пикар, Кассини, и Фламстид пишут об исчезновении именно крупных пятен, которые в избытке наблюдались Шайнером (1625–1629 гг.), а вовсе не о полном их отсутствии. Заметим, что в цикле 24, который, вероятно, ознаменует собой начало нового векового минимума, большинство пятен невелики по размерам и являются короткоживущими.

На рисунке 1 приведен возможный ход солнечной цикличности с 1610 по 1720 г. Широтно-временная диаграмма распределения групп пятен по данным работ [11–13] представлена на рисунке 1а. Наиболее интересным является период 1700–1710 гг., характеризующийся сильной асимметрией.

На рисунке 1б приведены солнечные циклы, согласно предположению о сохранении 11-летней цикличности в течение минимума Маундера. Мы не используем процедуру осреднения, поскольку применение статистических методов к данным, содержащим большое количество нулей, неизбежно даст оценки близкие по величине к нулевым значениям.

Мы предполагаем, что длины циклов по гринвичскому каталогу и в ММ были схожими. Последовательно рассмотрим каждое из десятилетий:

1610–1620: основным наблюдателем является Галилей. Стиль его наблюдений наиболее близок к современному – это зарисовка диска Солнца в определенный момент времени, подобно фотоснимку.

1620–1630: основной наблюдатель Шайнер, который зарисовывал транзиты пятен по диску Солнца.

1630–1640: наблюдения Гассенди, который зарисовывал транзиты лишь больших пятен, что приводит к недооценке солнечной активности. Амплитуда цикла не определена. Возможно цикл был средним или высоким.

1640–1650: наблюдения Гевелия, схожие по стилю с наблюдениями Шайнера. Предположительно средний по мощности цикл, однако зарисовки Гевелия менее детальны по сравнению с зарисовками Шайнера, что дает основание предполагать, что цикл мог быть и высоким.

1650–1670: два десятилетия, в которых наблюдения были либо эпизодическими, либо и вовсе не были посвящены пятнам. Амплитуды циклов не определены.

1670–1700: предположительно период пониженной солнечной активности, соответствующий вековому минимуму.

1700–1720: период постепенного увеличения мощности циклов. Заметим, что в работе [14] цитируется заметка Вокела 1846 г. о том, что с 1700 по 1710 г. пятна были также многочисленны как в наблюдениях Шайнера. Ни Вокел, ни Дерхам не писали об исчезновении пятен в северном полу-

шарии. Так же неизвестно сообщал ли сам Ля Ир об асимметрии. В работе [9] показано, что подобная асимметрия север-юг наблюдается для больших групп пятен гринвичского каталога.

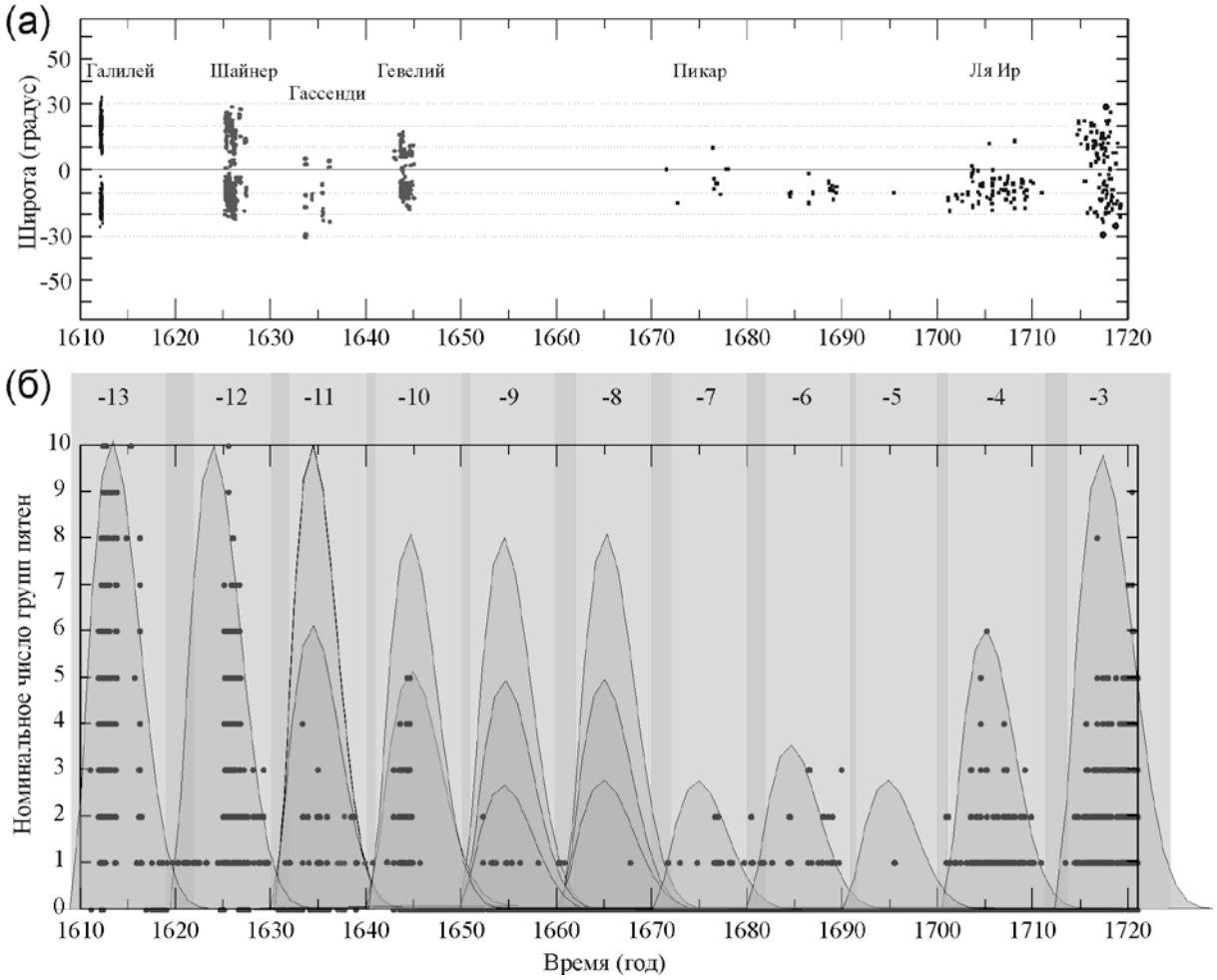


Рис. 1. (**а**) Диаграмма широтно-временного распределения пятен, согласно [11–13]. (**б**) Предполагаемые циклы активности, пронумерованные в согласии с Цюрихской нумерацией с 1610 по 1720 г. Ежедневные значения числа групп пятен для каждого из наблюдателей показаны точками черного цвета.

Выводы

В данной работе мы провели анализ ежедневного числа групп пятен для каждого наблюдателя из базы данных Хойта и Шаттена. В течение 200 лет с начала телескопических наблюдений не проводился подсчет солнечных пятен, что привело к сильной неоднородности данных. Часть исторических архивов, включенных в базу данных, основаны на наблюдениях пятен. Другая же часть информации взята из коротких текстовых записей, которые указывают на отсутствие больших пятен в течение длительного интервала времени, а вовсе не о полном прекращении пятнообразования. По нашим представлениям минимум Маундера скорее всего являлся вековым минимумом с пониженной, но непрекращающейся 11-летней цикличностью.

Литература

1. *Eddy, J.A.* The Maunder Minimum // Science, 192, 1189, 1976.
2. *Sokoloff, D., Nesme-Ribes E.* The Maunder minimum: a mixed-parity dynamo mode? // Astron. Astrophys., 288, 294-298, 1994.
3. Petrovay, K. Solar cycle prediction // Living Rev. Solar Phys., 7, 2010.
4. *Sokoloff, D.* The Maunder minimum and the solar dynamo // Solar Phys., 224, 145–152, 2004.
5. *Arlt, R.* The sunspot observations by Samuel Heinrich Schwabe // Astron. Nachr., 332, 805–814, 2011.
6. *Johnson, M.J.* An Address delivered at the Annual General Meeting of the Society, February 13, 1857, on presenting the Gold Medal to M. Schwabe // Mem. Roy. Astron. Soc., 26, 196, 1858.
7. *Hoyt, D.V., Schatten, K.H.* Group sunspot numbers: a new solar activity reconstruction // Solar Phys., 179, 189–219, 1998.
8. *Clette, F., Svalgaard, L., Vaquero, J.M., Cliver, E.W.* Revisiting the sunspot number. A 400-year perspective on the solar cycle // Space Sci. Rev., 186, 35–103, 2014.
9. *Zolotova, N.V., Ponyavin, D.I.* The Maunder minimum is not as Grand as it seemed to be // Astrophys. J., 800: 42, 2015.
10. *Manfredi, E.* De Gnomone Meridiano Bonoiensi ad Divi Petronii, Laeli a Vulpa, Bononiae, 1736.
11. *Ribes, J.C., Nesme-Ribes, E.* The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715 // Astron. Astrophys., 276, 549–563, 1993.
12. *Soon, W.W.-H., Yaskell, S.H.* The Maunder Minimum: the variable sun-earth connection – Singapore: World Scientific Publishing, 2003.
13. *Casas, R., Vaquero, J.M., Vazquez, M.* Solar Rotation in the 17th century // Solar Phys., 234, 379–392, 2006.
14. *Svalgaard, L., Schatten, K.H.* Reconstruction of the sunspot group number: the backbone method. arXiv:1506.00755, 2015.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ДОГРИНВИЧСКИХ ДАННЫХ

Иванов В.Г., Милецкий Е.В.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

PROPERTIES OF SUNSPOT GROUP LATITUDE DISTRIBUTION IN PRE-GREENWICH DATA

Ivanov V.G., Miletsky E.V.
Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg

We study and compare characteristics of sunspot group latitude distribution in two catalogs: the extended Greenwich (1874–2014) and Schwabe ones (1825–1867) [1]. We demonstrate that both datasets reveal similar links between latitude and amplitude characteristics of the 11-year cycle: the latitude dispersion correlates with the current activity and the mean latitude of sunspots in the cycle's maximum is proportional to its amplitude. It agrees with conclusions that we made in papers [2, 3] for the Greenwich catalog. We show that the latitude properties of sunspot distribution are much more stable to lose of observational data than traditional indices of activity. Therefore, the found links can be used for estimates of quality of observations and independent normalizing of activity level in gappy pre-Greenwich date, and we show that using the Schwabe catalog as an example.

Для характеристики уровня солнечной активности традиционно используют амплитудные индексы, связанные с количеством и свойствами групп солнечных пятен (число Вольфа, индекс GSN, индекс площадей пятен и т.д.). При этом в существующих каталогах — прежде всего, в Гринвичском каталоге солнечных пятен (ГК) — содержится также информация о широтном распределении пятен. Эта информация, в отличие от амплитудной, слабо подвержена искажениям, вызванным потерей части наблюдательных данных, что делает широтные характеристики полезными для уточнения и проверки традиционных рядов. В данной работе мы продемонстрируем это, анализируя расширенный гринвичский каталог (ГК) [4] и недавно появившийся каталог солнечных пятен Швабе (КШ) [1].

В качестве амплитудного индекса активности нам удобно использовать среднегодовой индекс групп пятен G, равный усреднённому за год ежедневному количеству групп пятен. Этот индекс тесно связан с предложенным Хойтом и Шатеном индексом GSN [5], отличаясь от него, главным образом, нормировкой. В качестве характеристик широтного распределения мы будем пользоваться усреднёнными за год абсолютными значениями широт групп φ и их дисперсиями $(\sigma_\varphi)^2$. На рис. 1 изображено широтное распределение групп пятен («бабочки Маундера») (панель сверху) и индексы G, φ и $(\sigma_\varphi)^2$ для ГК (1874–2014) [4] и КШ (1825–1867) [1] (сплошные линии на нижних панелях). Для КШ мы далее используем дан-

ные, помеченные в каталоге флагом высокого субъективного качества наблюдений (Q = 1). Тонким линиям на графиках φ и $(\sigma_\varphi)^2$ соответствуют годы минимумов и смежные с ними годы, которые мы не будем учитывать при анализе широтных характеристик, так как в эти моменты крылья соседних «бабочек Маундера» перекрываются.

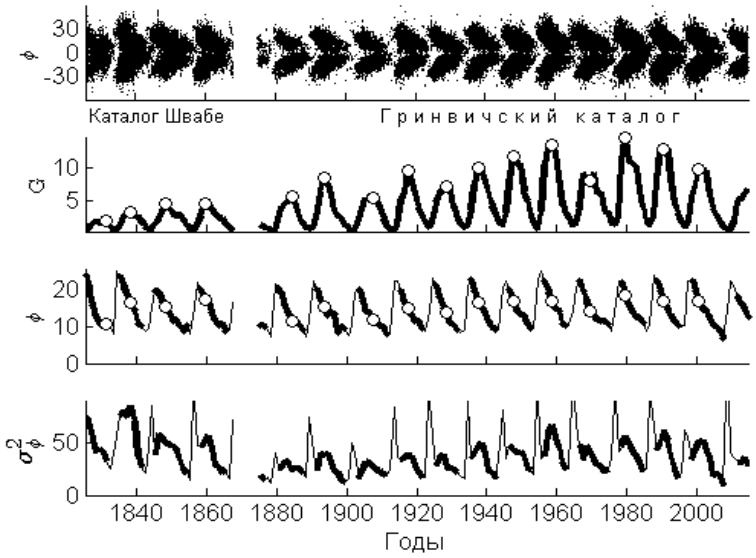


Рис. 1.

Белыми кружками на рис. 1 отмечены максимумы индекса G и соответствующие эти моментам средние широты φ_{Gmax} (для двухвершинного 20 цикла взят средний момент между двумя максимумами). Эти величины хорошо коррелируют (коэффициент корреляции r = 0.93) и связаны регрессионным соотношением

$$\varphi_{Gmax} = 0.66^o \cdot G_{max} + 8.81^o \qquad (1)$$

(рис. 2). Для чисел Вольфа подобная связь была найдена ещё Вальдмайером [6]. Она становится очевидной, если учесть, что (а) как было показано нами в работе [3], эволюция средней широты пятен может быть описана универсальной кривой вида $\varphi(t) = A \cdot \exp[-b \cdot (t - T_{min})]$, где T_{min} — момент минимума цикла, $b \approx -0.13$ год$^{-1}$ не зависит от амплитуды цикла, а A коррелирует с ней, и (б) согласно правилу Вальдмайера, в более высоких циклах максимумы наступают раньше, чем в более низких.

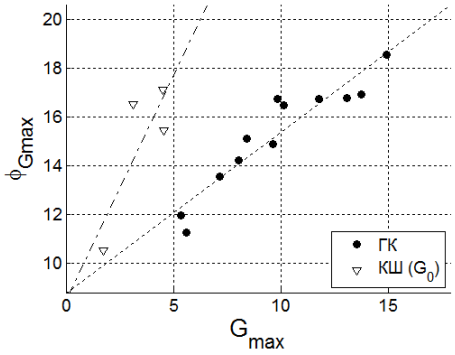


Рис. 2.

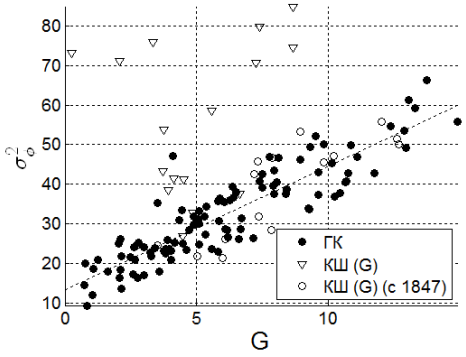


Рис. 3.

В работах [2, 7] была отмечена связь между широтной протяженностью распределения пятен и уровнем солнечной активности. Такая связь между уровнем активности G и дисперсией $(\sigma_\varphi)^2$ для ГК (см. рис. 3) описывается регрессией (с корреляцией r = 0.90)

$$(\sigma_\varphi)^2 = 3.12 \cdot G + 13.3 \text{ град}^2. \quad (2)$$

Две отмеченные связи не разрушаются и в том случае, когда часть наблюдений потеряна. Покажем это, искусственно проредив ГК, случайно выбирая одну из q групп пятен, и посмотрим, как ведут себя указанные выше регрессии $\varphi_{Gmax,q} = a_q \cdot q \cdot G_{max,q} + c_q$ и $(\sigma_{\varphi,q})^2 = b_q \cdot q \cdot G_q + d_q$. Здесь величины с индексом q соответствуют «прореженному» ГК, а дополнительный коэффициент q при индексах G и G_{max} компенсирует потерю $(q–1)/q \cdot 100\%$ данных. Поведение величин a_q/a_1 и b_q/b_1, которые характеризуют изменение связи между амплитудными и широтными характеристиками с ростом q относительно регрессий по полному ГК (т.е. для q = 1), изображено на рис. 4 (ошибки при каждой точке рассчитаны по серии из 100 случайно прореженных рядов). Видно, что даже при q = 100 (т.е. при потере 99% наблюдений), коэффициенты регрессий меняются не более чем на 20–25%.

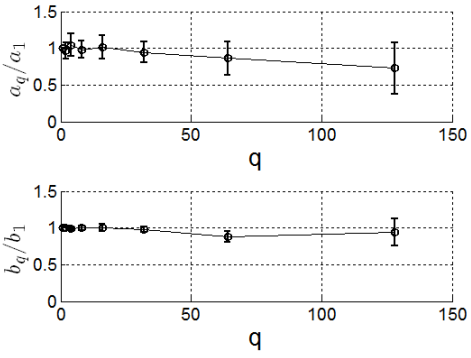


Рис. 4.

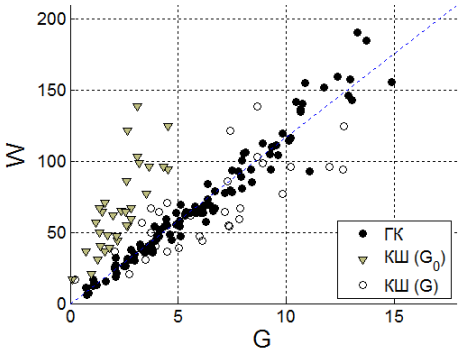


Рис. 5.

Такая устойчивость найденных регрессий к потере наблюдений позволяет использовать их для восстановления потерянной нормировки в каталогах солнечных пятен. Покажем это на примере каталога Швабе (КШ) [1].

Построим для КШ зависимость $G_{max} - \varphi_{Gmax}$ (рис.2) и регрессию $\varphi_{Gmax} = 1.84^o \cdot G_{max} + 8.49^o$ (r=0.82). Сравнивая её с регрессией (1) для ГК, мы находим «коэффициент потери» $q = 1.84^o / 0.66^o \approx 2.8$. Домножив на него рассчитанные по КШ «сырые» индексы G_0, мы получаем ренормированные индексы G (серая линия на рис. 1), компенсируя неполноту каталога. Согласованность восстановленной нормировки мы, в данном случае, имеем возможность проконтролировать с помощью известных для этой эпохи чисел Вольфа: на рис. 5 изображена связь между индексами G и W для ГК, а также «сырых» (G_0) и ренормированных (G) индексов для КШ. Можно видеть, что восстановленная нами нормировка КШ согласуется с известными числами Вольфа, хотя получена без их использования.

Построим теперь по КШ для полученных выше ренормированных G вторую зависимость: $G - (\sigma_\varphi)^2$ (см. рис. 3). Можно видеть, что характер зависимости для этого каталога меняется: с 1847 года эта зависимость согла-

суется с полученной для ГК, а до этого момента — нет. До середины 1840-х годов дисперсии широтного распределения пятен аномально велики — это видно и по повышенному количеству пятен на экваторе (см. рис. 1).

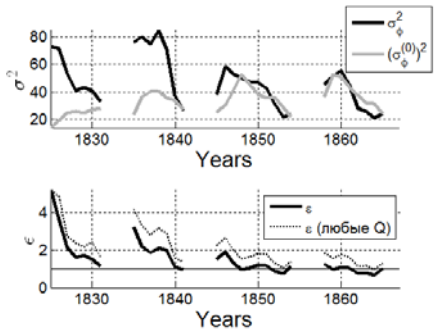


Рис. 6.

На верхней панели рис. 6 изображены широтные дисперсии $(\sigma_\varphi)^2$, рассчитанные непосредственно по КШ, а также соответствующие величины $(\sigma_\varphi^{(0)})^2$, полученные с помощью соотношения (2). Отношение $\varepsilon = (\sigma_\varphi)^2/(\sigma_\varphi^{(0)})$ (нижняя панель рис. 6) характеризует ошибку определения дисперсии по КШ. Это отношение велико для первых двух циклов и падает почти до единицы после середины 1840-х. Заметим, что если использовать все данные КШ (пунктирные линии нижней панели), а не только с Q = 1 (сплошные линии), то ошибка заметно возрастает. Это позволяет предположить, что КШ содержит в себе ошибки определения широт пятен, которые снижаются к концу периода наблюдений. Нам кажется вероятным, что причина этих ошибок — неверное определения положения солнечного экватора на рисунках Швабе. При наклоне проведённого на рисунках экватора относительно истинного дисперсии широтного распределения пятен должны возрастать, а средние широты, из-за равной вероятности ошибок разного знака при определении широты пятна, не смещаются. Именно это мы и наблюдаем в данных КШ.

Таким образом, мы двумя независимыми, но согласующимися методами (по соотношениям (1) и (2)) смогли восстановить нормировку амплитудного индекса активности в каталоге Швабе, опираясь только на универсальные соотношения. Эти методы (прежде всего, метод, основанный на более надёжной связи $\varphi_{Gmax} - G_{max}$) могут быть использованы и для других догринвичских каталогов (например, данных Штаудахера [8]), содержащих информацию о широтах пятен; при этом они меньше подвержены искажениям, связанным с потерей данных, чем методы, связанные с непосредственным подсчётом солнечных пятен.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00277 и программами Президиума РАН № 21 и 22.

Литература

1. *R. Arlt et al.* // M.N.R.A.S., **433**, 3165 (2013).
2. *В.Г. Иванов, Е.В. Милецкий, Ю.А. Наговицын* // Астрон. жур., **88**, 989 (2011).
3. *V.G. Ivanov, E.V. Miletsky* // Geomagnetism and Aeronomy, **54**, 907 (2014).
4. http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml
5. *D.V. Hoyt, K.H. Schatten* // Solar Phys., **179**, 189 (1998).
6. *M. Waldmeier*. Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. (Leipzig: Geest and Portig, 1955).
7. *V.G. Ivanov, E.V. Miletsky* // Solar Phys., **268**, 231 (2011).
8. *R. Arlt* // Solar Phys. **255**, 143 (2009).

СУЩЕСТВУЕТ ЛИ ПРЕДЕЛ ЭНЕРГИИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ НА СОЛНЦЕ?

Иванов Е.В.
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН имени Н.В. Пушкова, г. Москва, г. Троицк

DOES THE ENERGY LIMIT OF SOLAR CORONAL MASS EJECTIONS EXIST?

Ivanov E.V.
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation, Russian Academy of Sciences, Moscow, Troitsk

The relationship between variations in the maximum velocity of coronal mass ejections (CME) and the typical dimension of structural elements of the large-scale solar magnetic field (LSMF) is investigated for the period 1996–2014. It is shown that the maximum velocity and, hence, the maximum energy of CME correspond to the values of the LSMF effective solar multupole index n~4.0–4.4. These values determine the maximum size of the activity complexes, which together with observed maximum values of the magnetic field intensity in the complexes limits the possible maximum CME energy.

В ряде работ уже было показано, что возникновению наиболее мощных корональных выбросов массы на Солнце предшествует образование достаточно больших комплексов активных областей, объединённых арочными структурами волокон в короне. Поскольку наиболее заметные проявления солнечной активности (активные области, большие группы солнечных пятен) имеют тенденцию к концентрации к границам структурных элементов крупномасштабного магнитного поля Солнца (КМПС), что проявляется в частности в образовании т.н. активных долгот, размеры образующихся в результате комплексов активных областей зависят от характерных размеров элементов структуры крупномасштабного магнитного поля Солнца (КМПС). Размеры комплексов активных областей меняются в течение 11-летнего цикла солнечной активности одновременно с соответствующими циклическими изменениями характерных размеров элементов КМПС. В начале и конце солнечного цикла активные области, возникающие на границах структурных элементов КМПС, достаточно далеко отстоят друг от друга, что препятствует их объединению в комплексы активности. Однако вблизи максимума и начале фазы спада при уменьшении размеров элементов КМПС возникают достаточно благоприятные условия для объединения отдельных АО в комплексы активности. Система арочных волокон, объединяющая входящие в состав комплекса активные области, по-видимому, и является тем резервуаром энергии, которая в дальнейшем и выделяется в виде коронального выброса массы.

Ранее в работе [1] была показана тесная связь индекса эффективного солнечного мультиполя n, определяющего характерный размер элементов КМПС, с максимальной скоростью и частотой появления наиболее мощных корональных выбросов массы (КВМ). Введенный в работе [2] индекс эффективного солнечного мультиполя n = –0.5lg(Iss/Iph)/lg(2.5) определяет вклад различных компонент солнечного магнитного поля (мультиполей) и пропорционален некоторому среднему характерному размеру структурных элементов КМПС. С ростом n этот характерный размер уменьшается. Относительная комбинация источников, представляющих глобальное магнитное поле (системы открытых магнитных полей, определяемых дипольной и квадрупольной компонентами) и системы замкнутых магнитных полей, определяемых мультиполями более высокого порядка в зависимости от фазы цикла, дает значения n, изменяющиеся от 3 до 5.

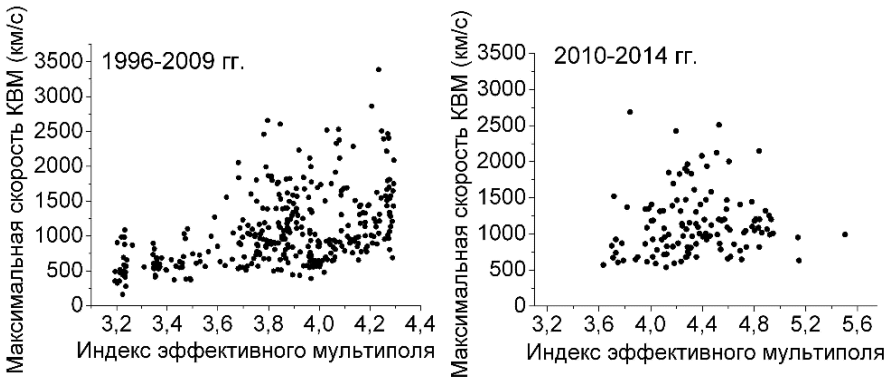


Рис. 1.

На рис. 1 приведена зависимость максимальных скоростей КВМ от соответствующих значений индекса n за периоды 1996–2009 и 2010–2014 гг., а на рис. 2 – соответствующие циклические кривые изменения чисел Вольфа (тонкая линия), максимальных скоростей КВМ из каталога LASCO [3] (толстая линия) и значений n (пунктирная линия) за 1996–2014 гг. Для построения циклических кривых были использованы значения чисел Вольфа, максимальных скоростей КВМ и индекса эффективного солнечного мультиполя n, взятых с интервалом, равным половине кэррингтоновского оборота (~13.5 суток). Затем все значения были сглажены за 5 кэррингтоновских оборотов (~4.5 месяца). Заметно, что значения скорости и соответственно энергии КВМ соответствуют значениям индекса эффективного солнечного мультиполя n~4.0–4.4. Этим значениям индекса эффективного солнечного мультиполя и соответствуют те максимальные размеры комплексов активности, которые

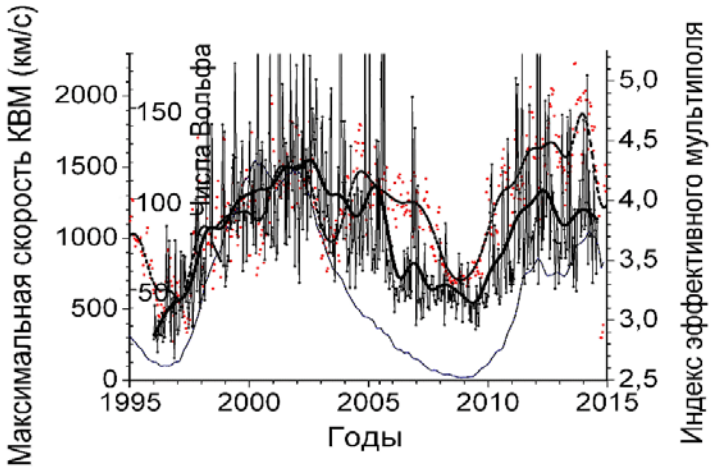


Рис. 2.

одновременно с наблюдаемыми максимальными значениями магнитных полей, входящих в состав комплекса активных областей, и определяют возможную максимальную энергию КВМ. При дальнейшем росте значений индекса n>4.4–4.6 (и уменьшении характерных размеров элементов структуры КМПС), размеры комплексов активных областей также начинают уменьшаться, что, по-видимому, и приводит к уменьшению энергии, накапливаемой в их арочных структурах и соответствующей энергии КВМ. Далее на фазе спада солнечного цикла по мере роста характерных размеров элементов структуры КМПС и уменьшении n до значений меньших 4.0 условия для возникновения достаточно больших комплексов активности вновь нарушаются, что приводит к постепенному уменьшению их размеров и соответствующему уменьшению скоростей КВМ.

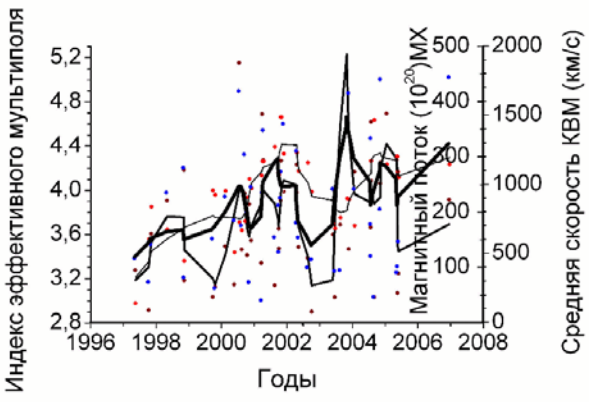


Рис. 3.

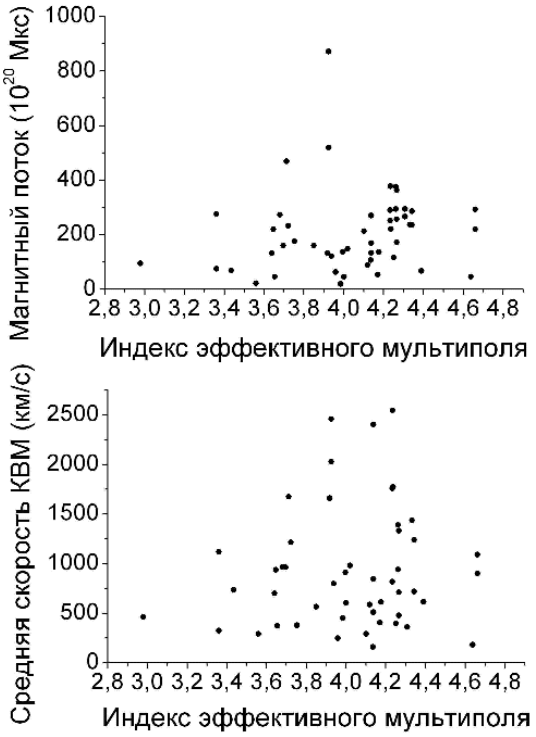


Рис. 4.

В работе [4] была установлена высокая корреляция между интенсивностью нерекуррентных геомагнитных бурь и Форбуш понижений у Земли и магнитным потоком в области димминга, возникающего в момент коронального выброса массы. Чем больше магнитный поток в области, занятой диммингом, тем сильнее интенсивность Форбуш понижения и сопутствующей геомагнитной бури. И тем короче время распространения КВМ от Солнца до Земли, т.е. больше скорость и энергия КВМ. На рис. 3 приведены циклические кривые изменения средней скорости КВМ (толстая линия), магнитного потока в области димминга (линия промежуточной толщины) и индекса эффективного солнечного мультиполя n (тонкая линия), построенные для 50 наиболее мощных КВМ 23-го солнечного цикла. Значения магнитного потока в области димминга, сопровождающего соответствующие КВМ, были взяты из работы [4]. Все кривые сглажены по 3 точкам. Как видно из рисунка, несмотря на

ограниченный набор использованных в работе событий и неравномерного их распределения, во времени наблюдается достаточно хорошая корреляция магнитного потока области выброса КВМ (димминга) со скоростью выброса КВМ и значениями индекса эффективного солнечного мультиполя n.

На рис. 4 приведены зависимости магнитного потока в области коронального выброса от значений индекса эффективного солнечного мультиполя n для тех же 50 наиболее мощных корональных выбросов из работы [4]. Вновь максимальные значения магнитного потока и средней скорости КВМ наблюдаются для значений индекса мультиплетности КМПС n~4.0–4.4.

Таким образом, можно утверждать, что для Солнца с его крупномасштабной структурой магнитного поля и интенсивностью магнитных полей, как правило, не превышающих 4000–6000 Гс, существует вполне определённый предел энергии корональных выбросов массы, определяемый произведением максимальной интенсивности магнитного поля в области, занятой комплексом активных областей, на площадь этого комплекса. В свою очередь максимальная площадь комплекса активных областей определяется характерными размерами элементов КМПС и условиями объединения активных областей, возникающих на границах структурных элементов КМПС, в комплексы АО. При росте n до значений n~4.0 (и соответствующем уменьшении размеров элементов КМПС), по-видимому, происходит рост размеров комплексов АО, которые достигают своих максимальных значений при n~4.0–4.4. Дальнейший рост n>4.4–4.6 (и соответствующее уменьшение размеров элементов КМПС) приводит к уменьшению размеров комплексов АО и соответственно уменьшению энергии КВМ. Как видно из рис. 2, наиболее отчетливо зависимость средней скорости КВМ от величины индекса n проявилась именно в 24-м цикле активности с его аномально большими значениями индекса n и соответственно аномально малыми характерными размерами структурных элементов КМПС.

В заключение хотелось бы выразить благодарность команде LASCO и авторам работы [4] за возможность использования подготовленных ими каталогов КВМ и рассчитанных магнитных потоков в области диммингов.

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

Литература

1. *V.N. Obridko, E.V. Ivanov, A. Özgüç, A. Kilcik, V.B. Yurchyshyn*. 2012, Solar Phys., vol. 281, p. 779–792.
2. *Е.В. Иванов, В.Н. Обридко, и Б.Д. Шельтинг.* Астрономический журнал, 1997, 74, № 2, с. 273–277.
3. http://lasco-www.nrl.navy.mil/solwind _transient.list
4. *I.M. Chertok, V.V. Grechnev, A.V. Belov, A.A. Abunin.* Solar Phys., 2013, 282:175–199 DOI 10.1007/s11207-012-0127-1.

СРЕДНИЙ ПРОФИЛЬ ПЯТЕН В 24-м ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ

Илларионов Е.А.[1,2], Златов А.Г.[1]
[1]*ГАС ГАО РАН, Кисловодск*
[2]*Механико-математический ф-т МГУ, Москва*

AVERAGE SHAPE OF SUNSPOTS IN 24th SOLAR CYCLE

Illarionov E.A.[1,2], Tlatov A.G.[1]
[1]*Kislovodsk Mountian Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk*
[2]*Department of Mechanics and Mathematics, Moscow State University, Moscow*

We investigate averaged geometrical properties of sunspots based on SDO data. Overlaying normalized portraits of sunspots, we observe a difference between leading and trailing sunspots and conclude that leading sunspots have a more regular form. We also revisit a classic Wilson effect and observe its manifestation in central part of solar disk.

Введение

Солнечные пятна являются одним из наиболее ярких проявлений феномена солнечной активности. История их регулярных наблюдений насчитывает свыше полутора веков, и в течение всего этого времени они остаются основным источником информации о глобальном характере протекающих процессов на Солнце. Идя от простых количественных показателей и особенностей распределения пятен на широтно-временной диаграмме до наблюдения их тонкой структуры и магнитных полей, обнаруживаются все более устойчивые трассеры, демонстрирующие такого рода связи. В качестве примера можно привести как волны активности, хорошо различимые на баттерфляй-диаграмме визуально и алгоритмически [1], так и систематический наклон и ориентацию биполярных групп. Эти свойства довольно легко извлекаются либо путем рассмотрения диаграмм активности, либо из подсчета простых статистик. Однако если речь идет о трудно формализуемых понятиях, таких как, например, форма пятен, сказать что-либо определенное удается значительно реже, а известные нам работы ограничивались, в основном, рассмотрением отдельных объектов. В нашей работе мы постараемся, по крайней мере, наметить возможные пути к изучению этого вопроса «в среднем».

Данные

За основу были взяты изображения диска Солнца в белом свете, полученные с телескопа SDO за период 2010–2015 гг. С помощью компьютерной программы, предложенной в работе [7], были выделены границы пятен (полутени), ядер (тени) и пор. Полученная выборка содержит порядка 40 тысяч пятен и пор при условии, что берется одно изображение в день. Мы не ограничиваемся рассмотрением только центральной части диска и ин-

тересуемся также пятнами, расположенными около лимба. Видимость этих объектов вдоль диска Солнца оказывается различной для крупных и малых областей. Данное свойство, получившее название функции видимости (часто используют термин диаграмма Миннерта), активно изучалось в 80-х годах прошлого века с точки зрения ответа на вопрос о причинах асимметрии между востоком и западом [4–5]. В нашей работе мы строим функцию видимости как отношение максимального числа пятен к наблюдаемому на данной долготе и обнаруживаем, что видимость крупных объектов (площадью более 100 м.д.п.) сохраняется на максимальном уровне вплоть до расстояний ±60° от центрального меридиана, в то время как видимость малых объектов (площадью до 20 м.д.п.) достигает максимума вблизи центрального меридиана и равномерно падает к краям диска (рис. 1, левая панель). На рис. 1 (правая панель) показано, как при этом ведет себя средняя площадь видимых объектов: она существенно возрастает при удалении от центрального меридиана за счет уменьшения доли малых объектов.

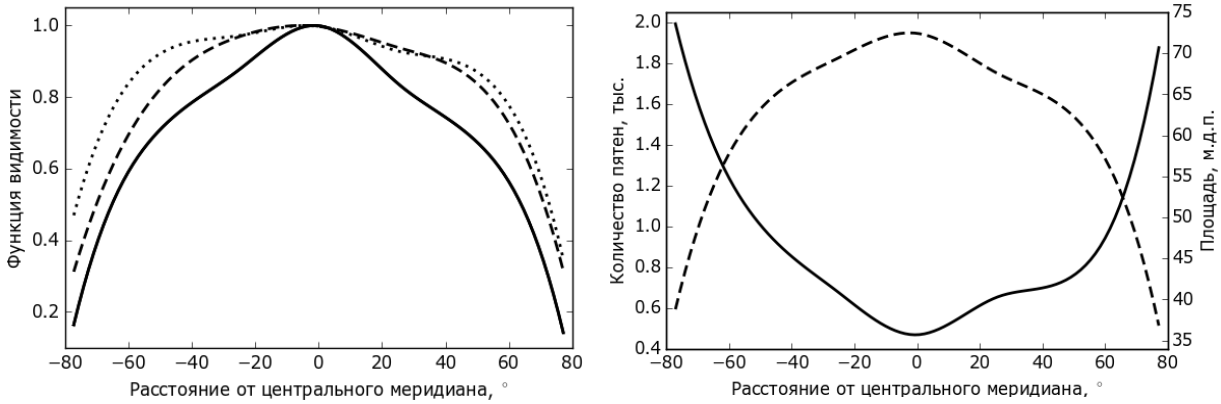


Рис. 1. *Слева*: функция видимости пятен площадью до 20 м.д.п. (сплошная линия), от 20 до 100 м.д.п. (прерывистая) и свыше 100 м.д.п. (пунктирная) в зависимости от расстояния от центрального меридиана. *Справа*: число пятен (прерывистая линия) и средняя площадь (сплошная) в зависимости от расстояния от центрального меридиана.

Заметим, что мы не наблюдаем выраженной асимметрии между востоком и западом по числу пятен, но следует оговориться, что мы рассматриваем все пятна, а не моменты их первого появления или исчезновения.

Средняя форма пятен

Мы предлагаем выделять статистические особенности формы пятен путем построения их усредненного профиля. Для этого все пятна, записанные в гелиографических координатах, переносятся в центр диска, приводятся к одному масштабу, и строится двумерная диаграмма плотности. Нормировка происходит следующим образом: все радиус-векторы, проведенные из центра к точкам пятна, нормируются на длину максимального вектора. Таким образом, пятно получается «вписанным» в единичный круг, и мы интересуемся плотностью распределения точек в этом круге по-

сле наложения всех пятен. После применения этой процедуры отдельно к ведущим и хвостовым пятнан (рис. 2) мы обнаруживаем, что ведущие пятна имеют более правильную и округлую форму, чем хвостовые, форма которых оказывается менее регулярной и немного вытянутой в направлении восток-запад. Этот факт, наряду с результатами работ [2, 6], свидетельствуют в пользу различия пятен с противоположной полярностью.

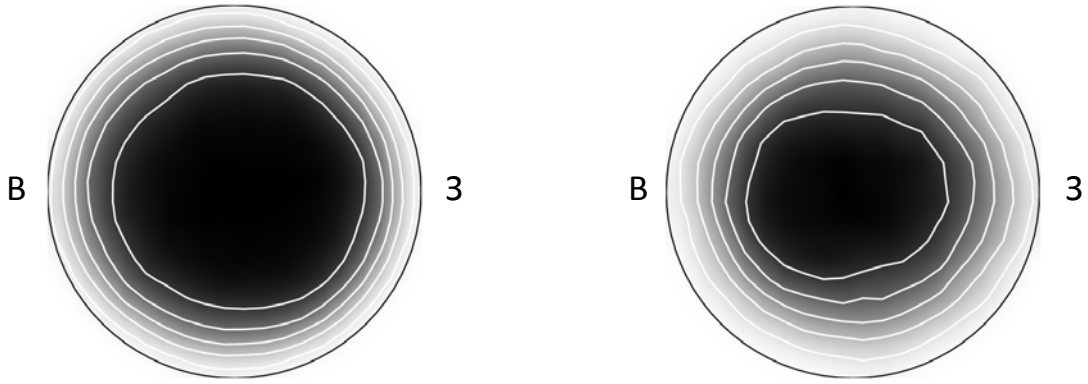


Рис. 2. Средний профиль ведущего (*слева*) и хвостового (*справа*) пятна в центральной части диска**.** Буквами обозначен восточный и западный край пятна.

Дополнив рис. 2 положениями ядер внутри пятен, мы получаем возможность оценивать смещение ядер относительно центра пятна, в том числе у края диска (эффект Вилсона, [8]). Будем говорить, что ядро имеет смещение (вправо или влево) относительно пятна, если на уровне значимости 0.05 центр распределения долгот в ядре отличается от центра распределения долгот в пятне. Согласно эффекту Вилсона, трехмерная форма

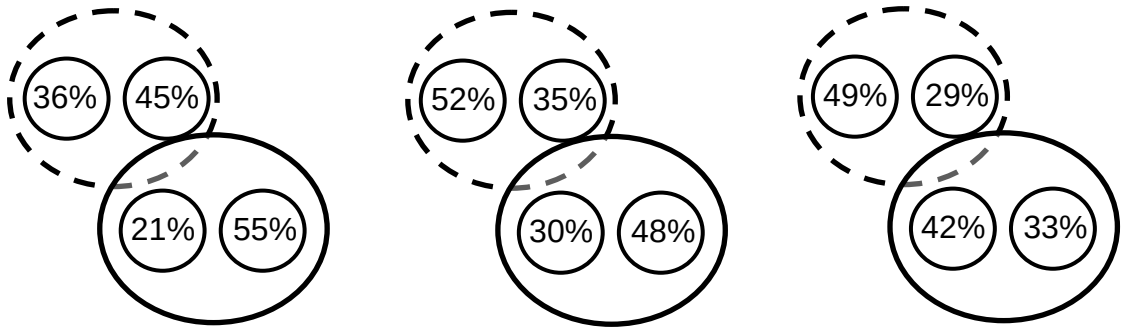


Рис. 3. Схематично показано ведущее пятно (сплошной границей) и хвостовое пятно (прерывистой границей) в восточной, центральной и западной части диска северного полушария. Цифры в кружочках означают долю пятен, в которых центр ядра смещен относительно центра пятна вправо или влево.

пятна в виде углубления заставляет видеть ядра не по середине пятна, а смещенными ближе к центру диска, если само пятно расположено вблизи лимба. Встречаются, однако, и исключения [1]. Анализ нашей выборки, проведенный отдельно для ведущих и хвостовых пятен в разных частях

диска (центральной и возле лимба), подтверждает систематическое смещение наблюдаемого положения ядра для пятен возле краев диска, но довольно неожиданно показывает преобладающее смещение ядер для пятен в центральной части, причем направление смещения оказывается различным для ведущего и хвостового пятна (рис. 3). По-видимому, наблюдаемое свойство не является исключительно эффектом проекции, что отчасти объясняет его усиление на одном их краем диска.

Выводы

Функция видимости малых пятен при удалении от центра диска убывает значительно быстрее больших пятен, и средняя площадь пятен вблизи лимба оказывается в 2 раза выше, чем в центре. Смещение положения ядер относительно центра пятна вблизи лимба (эффект Вилсона) наблюдается не только для отдельных пятен, а оказывается систематическим. Тот факт, что смещение положений ядер наблюдается также в центральной части диска и оказывается различным для ведущих и хвостовых пятен, указывает на его более сложное происхождение, чем проекционный эффект.

Работа написана при поддержке грантов РФФИ 15-32-50442, 15-02-01407 и 13-02-01183.

Литература

1. *Bagare, S.P.* 2010. Magnetic Coupling between the Interior and Atmosphere of the Sun. Springer, Heidelberg. 398.
2. *Fan, Y., Fisher, G.H., Deluca, E.E.* 1993. ApJ. **405**, 390.
3. *Illarionov, E., Sokoloff, D., Arlt, R., Khlystova, A.* 2011. Astr. Nach. **332**, 590.
4. *Kopecký, M.* 1987. Bull. Astron. Inst. of Czechosl. **36**, 359.
5. *Kopecký, M., Kuklin, G.V.* 1987. Bull. Astron. Inst. of Czechosl. **38**, 164.
6. *Petrovay, K., Marik, M., Brown, J.C., Fletcher, Driel-Gesztelyi, L.* 1990. SoPh. **127**, 51.
7. *Tlatov, A.G., Vasil'eva, V.V., Makarova, V.V., Otkidychev, P.A.* 2014. SoPh. **289**, 1403.
8. *Wilson, P.R.* 1965. ApJ. **142**, 773.

СВЯЗЬ АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ С ПУЛЬСОМ ПРИ ИЗМЕНЕНИЯХ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ И АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Исайкина О.А.[1], Кукса Ю.И.[2], Шибаев И.Г.[3]
[1]ГИПМ (Государственный институт профилактической медицины), Москва
[2]ЦГЭМИ ИФЗ РАН, Троицк
[3]ИЗМИРАН, Троицк

CONNECTION OF ARTERIAL PRESSURE WITH PULSE AT CHANGES OF GEOMAGNETIC ACTIVITY AND ATMOSPHERIC PRESSURE

Isajkina O.J.[1], Kuksa J.I.[2], Shibaev I.G.[3]
[1]SRCPM (the State research centre of preventive medicine), Moscow
[2]GEMRC IPE RAS, Troitsk
[3]IZMIRAN, Troitsk

Offered work is based on the data long, daily (in the morning and in the evening) monitoring of arterial pressure and pulse. Descriptions and analysis are submitted in the publication [2]. These data are in detail analyzed together with magnetic data H, D, Z and the data of atmospheric pressure (Troitsk, 2000). Series are constructed reflecting dynamics of factors of correlation in the time and at simultaneous scanning researched characteristics. The duration of the scanning interval is equal to nine days. Spectral estimations of "correlation" series are carried out. It is to note difference in reaction to change of geomagnetic data of morning and evening monitoring.

1. Введение

Отсутствие четкой связи между величиной артериального давления (АД) и пульсом соответствует общим представлениям. При высоком пульсе давление может быть не только нормальными, но и сниженным (при инфаркте миокарда, сердечной недостаточности) из-за малоэффективной сердечной деятельности. Повышение давления при редком пульсе обуславливается различными формами блокад. Увеличиваются АД с пульсом при психоэмоциональном перевозбуждении, физической нагрузке и ряде заболеваний. Снижение АД и замедление пульса наблюдается во время сна. Это также характерно для спортсменов, у которых путем длительных тренировок эти два показателя четко связаны.

При нашем подходе выделяется ряд ситуаций, когда взаимосвязи пульса и АД можно сопоставить внешние условия. Мы опираемся на ряды, отражающие временную динамику коэффициентов корреляции медицинских параметров. Показания ежедневного (утром и вечером) мониторинга частоты сердечных сокращений (ЧСС), систолического артериального давления (САД), диастолического артериального давления (ДАД) взяты из дневника самоконтроля пациента с гипертоническим заболеванием. В пуб-

ликациях [1, 2] дана оценка этих показаний более чем за 13 лет. Проведенный же здесь анализ позволил упорядочить параметры самоконтроля и сопоставить их с фоновыми характеристиками на значительных временных интервалах.

2. Исходные данные

Для данного исследования выбран 2000 год, как содержащий подробные комментарии социальной активности пациента – экспедиции, командировки, праздники и т. д. Проводится сопоставление данных мониторинга с шестичасовыми показаниями атмосферного давления P [3] и минутными данными магнитных H, D, Z – вариаций [4] (ИЗМИРАН, 2000 г.). Ниже приведены среднегодовые значения САД, ДАД с атмосферным давлением P (все в миллиметрах ртутного столба) и ЧСС (в количестве ударов в минуту) с соответствующими дисперсиями.

	ЧСС утро / вечер	САД утро / вечер	ДАД утро / вечер	P (мм. рт. ст.) утро / вечер
Mean	58.2 / 61.3	122.3 / 119.6	82.2 / 79.1	743.47 / 743.32
σ ½	4.2 / 5.7	6.9 / 9.5	3.8 / 5.4	7.35 / 7.30

Обзор срезов атмосферного давления в 0, 6, 12 и 18 часов за 2000 год дан на рис. 1, где можно выделить ряд периодов, которые отражают характер его поведения. Период T1 с 20 дня по 90 день – рост P от очень низкого до высокого с отдельными перепадами. Далее до 240 дня период T2 – давление колеблется вокруг среднегодового значения. Период T3 с 240 дня по 290 день – P возрастает до очень высокого. С 335 дня и до конца года давление от очень большого опускается до низкого – период T4.

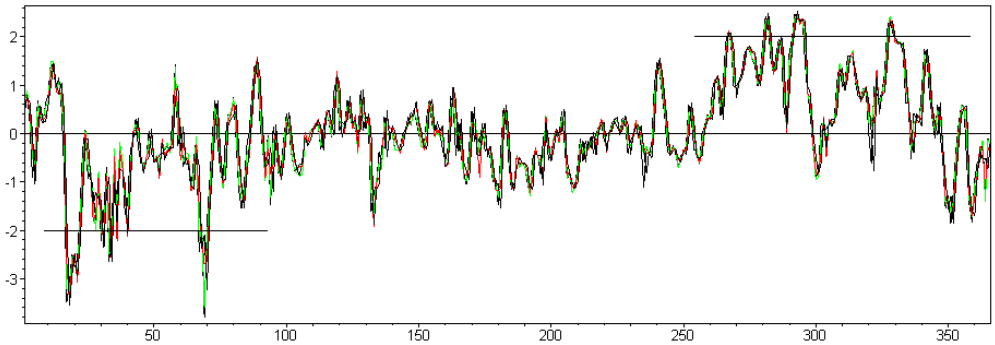


Рис. 1. Годовая динамика атмосферного давления; г. Троицк. OX – сутки года.

Обратимся к H, D, Z вариациям магнитного поля. Основные спектральные компоненты этих вариаций равны 24, 12, 8 и 6 часам, значения их спектральных амплитуд представлены на рис. 2а. В длиннопериодном диапазоне выделяются лунный (27.3 дня) и тройной лунный периоды (рис. 2б) со спектральными амплитудами в 30 раз меньшими, чем у суточных гармоник. Для сопоставления с данными мониторинга разумно опираться на динамику амплитуд суточных гармоник вариаций магнитного

поля. Выделяя их и применяя преобразование Гильберта [5] мы получаем амплитуды (огибающие) суточных гармоник, как функции времени. На рис. 2в отражена годовая динамика этих амплитуд для компонент H, D, Z, где по оси OX отложены сутки года, а значения амплитуд даны в нТл.

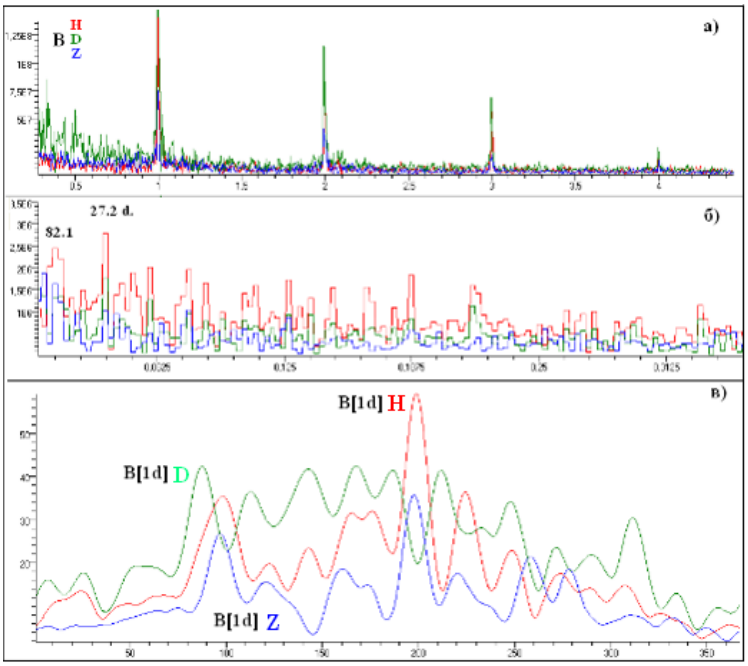


Рис. 2. Вариации H, D, Z компонент магнитного поля; г. Троицк, 2000 год.
а), **б**) – фрагменты спектра, ось OX – обратные сутки;
в) – динамика амплитуд суточных гармоник, ось OX – сутки года.

3. Согласованность рядов самоконтроля и фоновые параметры

Для характеристики состояния организма используем корреляционные ряды показаний ЧСС и АД. На временном интервале dT, для соответствующих фрагментов рядов A и B, вычисляется коэффициент линейной корреляции Corr(A&B/dT). Сканируя интервал dT по временной оси и находя коэффициент корреляции в каждый момент времени, мы получим временную динамику этого коэффициента – Corr(A&B/dT; t). Тогда всё разнообразие ситуаций отображается на интервал значений [-1; +1] и носит оценочный характер состояния организма, но временная динамика и гладкость коэффициентов корреляции позволяют проводить сравнение с поведением фоновых факторов. Результат вычислений для утренних и вечерних данных при интервале сканирования dT в 9 дней представлен на рис. 3, где: K1(t) = Corr(ЧСС&САД/ 9дн.; t) – динамика коэффициента корреляции между ЧСС и САД; K2(t) = Corr(ЧСС&ДАД/ 9дн.; t) – корреляции между ЧСС и ДАД; K3(t) – между САД и ДАД. Серой маркировкой внизу нанесены интервалы T1 ÷ T4, отражающие поведение атмосферного давления. Видно, что для утренних связей периоды T1, T3 и T4, характеризующие изменение атмосферного давления, хорошо легли на области K1(t), K2(t) с явно выраженными трендами. На интервале T2, когда атмосферное давле-

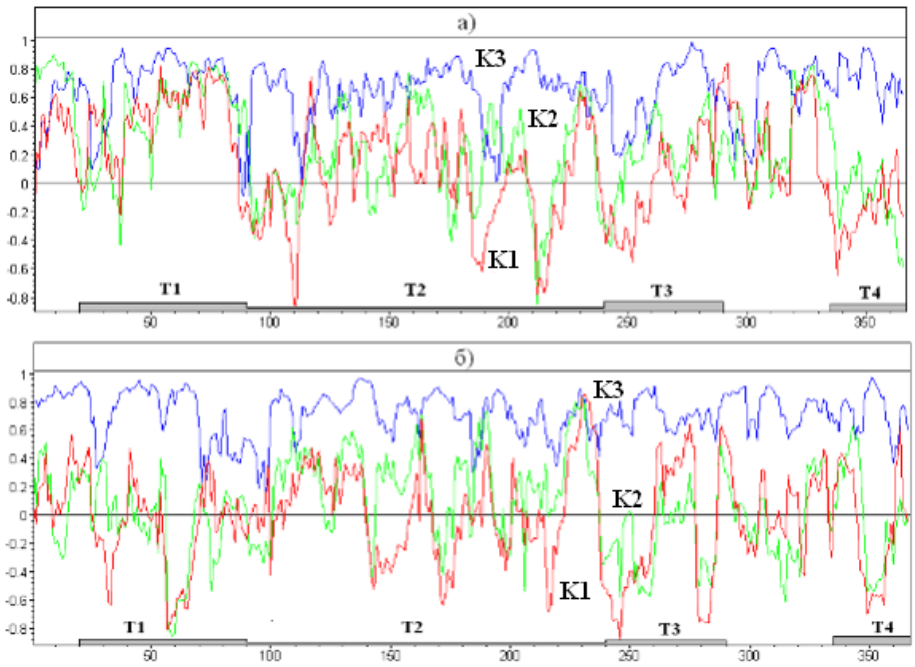


Рис. 3. Временная динамика коэффициентов корреляции данных мониторинга: **а**) утро, **б**) вечер. Ось OX – сутки года.

ние меняется вокруг среднегодового значения, также нет монотонности в связях ЧСС с САД и ДАД. Динамика вечерних корреляционных рядов имеет совсем иной характер из-за воздействия ритмических нагрузок в течение дня. Сопоставляя суточные амплитуды H, D, Z компонент видим, что максимумы (окрестности 100 и 200 дней) и их фронты наложились на периоды, когда ***утренние*** показания ЧСС и АД менялись ***в противофазе*** наиболее явно. В вечерних корреляционных рядах ЧСС и АД области с <–> и <+> корреляцией сбалансированы.

4. Выводы

Предлагаемый подход позволяет выделить ряд ситуаций, когда связь ЧСС с АД можно сопоставить с внешними условиями:

– характерное поведение атмосферного давления (периоды T1÷T4) хорошо согласуется с выделенными трендами утренних рядов, характеризующих взаимосвязь показаний ЧСС с АД;

– максимумы суточных амплитуд H, D, Z компонент и их фронты совпали с периодами наибольшей расбалансировки утренних показаний ЧСС и АД.

Литература

1. *Исайкина О.А., Кукса Ю.И., Шибаев И.Г.* // 2011. Труды Пулковской конф., с. 375–378.
2. *Isaikina O., Yu. Kuksa, I. Shibaev.* Journal of Environmental Science and Engineering, V. 1, № 9 (B), p.1064–1073, 2012.
3. http://cr0.izmiran.ru/mosc/main.htm
4. ftp://ftp.iki.rssi.ru/magbase/database/
5. *Бендат Дж., Пирсол А.* Прикладной анализ случайных данных. М.: Мир, 1989. 540 с.

СМЕНА ПОЛЯРНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЫСОКИХ И НИЗКИХ ШИРОТАХ В 21-М И 22-М ЦИКЛАХ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

POLAR REVERSAL OF MAGNETIC FIELD AT HIGH AND LOW LATITUDES IN 21 AND 22 CYCLES OF SOLAR ACTIVITY

Ikhsanov R.N., Ivanov V.G.
Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg

Latitude-time evolution of the solar large-scale magnetic field with open (background) and closed configurations is studied.

It is shown that at high latitudes the polar reversal takes place during the maximum of solar activity, with the background magnetic field changing its sign ~0.5 before the closed one. At low latitudes (less than 45°) the change of polarity of the background magnetic field occurs 4–5 years earlier than in the case of the closed field.

Работа является продолжением исследования широтной и долготной эволюции крупномасштабного магнитного поля (м.п.) Солнца (КМПС) с открытыми (фоновыми или глобальными (ГМПС)) и замкнутыми м.п. (ЗМП) [1–4]. Исходным материалом послужили данные фотосферного м.п. Солнца в Стенфордской обсерватории за 1976–1999 годы, где проводились наблюдения на магнитографе с трёхминутным разрешением, то есть измерения включают в себя крупно- и среднемасштабные образования.

Исследования свойств ГМПС и ЗМП в течение 21-го и 22-го солнечных циклов проводилось посредством сравнительного анализа эволюций фотосферного и ЗМП.

На рис. 1б представлена диаграмма широтно-временной эволюции фотосферного м.п., а на рис. 1а — эволюция ЗМП за тот же период времени. Последняя получена вычитанием из фотосферного м.п. ГМПС, метод получения которого и его свойства описаны нами в работах [1, 2] и, наиболее полно, в [4].

Сравнение диаграмм развития м.п. ЗМП с диаграммой фотосферного м.п. (рис. 1) показывает их существенное различие. Прежде всего, отметим, что на рис. 1а (ЗМП) в эволюции м.п. в 11-летнем цикле наблюдаются, как и в ГМПС [2], но более отчётливо, две фазы: фаза I, охватывающая участки времени подъёма и максимума, и фаза II — спада и минимума цикла. На диаграммах ЗМП границы фаз приходятся на точки перегиба нейтральной линии м.п. В то время, как на фазе I на низких широтах на обеих диаграммах наблюдаются две горизонтальные нейтральные линии м.п., на экваторе и на широтах ±(25°–30°), ограничивающих области пя-

тенной активности и являющихся представителями м.п. среднего масштаба, на фазе II, в отличие от фотосферного м.п., на средних широтах ±(40°–45°) с началом фазы II появляется горизонтальная нейтральная линия м.п., время начала которой совпадает с началом фазы II, а окончание — со вступлением подъёма нейтральной линии м.п. со средних широт к полюсу и приводящего к переполюсовке м.п. в высоких широтах Солнца данного полушария. Этот ход нейтральной линии м.п. в 21-м и 22-м циклах особенно чётко наблюдается в N-полушарии.

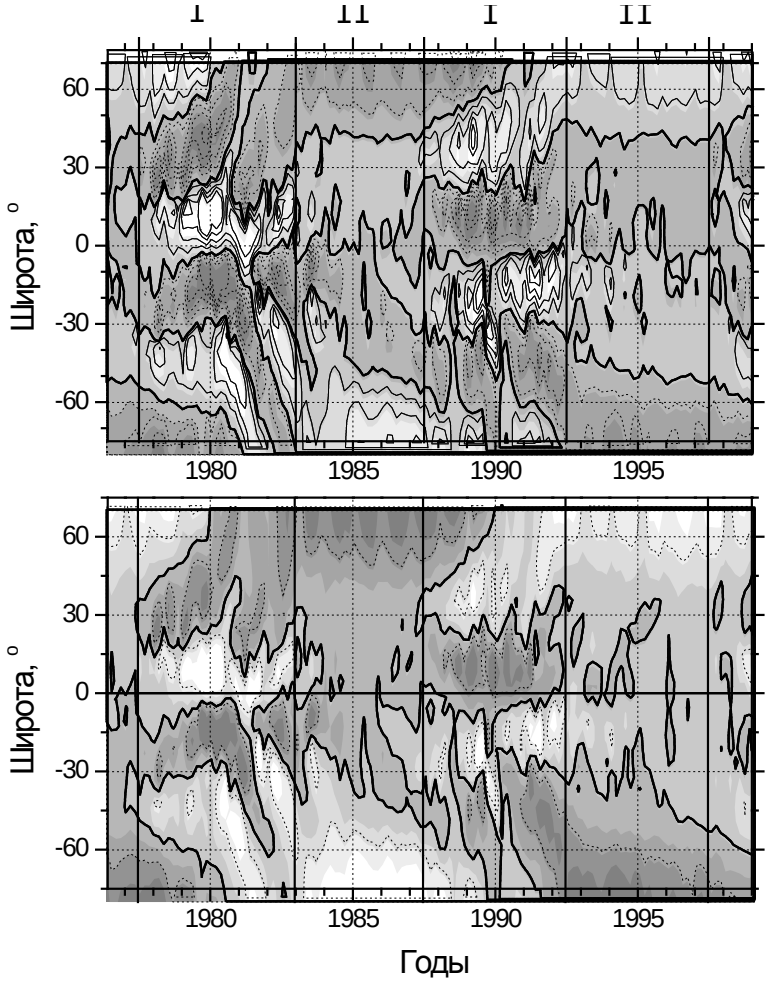


Рис. 1. Диаграммы широтно-временной эволюции магнитного поля: а) замкнутых м.п (ЗМП); б) фотосферного м.п. Вертикальными линиями отмечены границы фаз I и II в 11-летних циклах.

Существенной характеристикой для понимания природы солнечного магнетизма является знание особенностей смены полярности в высоких и низких широтах Солнца. Как следует из рис. 1, в высоких широтах смена полярности м.п. происходит на фазе I в период максимума солнечной активности. Отсюда можно сделать вывод, что переполюсовка м.п. осуществляется, во-первых, несколько в разное время в N- и S-полушариях, и, во-вторых, на диаграммах с фотосферным м.п. и ЗМП не одновременно.

Картина, подобная ходу нейтральной линии на рис. 1а, наблюдается и в широтно-временной эволюции в виде траекторий миграции линий раздела полярностей КМПС, полученных из Hα синоптических карт [5]. На рис. 2 приведены расположенные одна под другой диаграммы данных ЗМП (рис. 1а) и данных, полученных по Hα синоптическим картам, взятым из работы Макарова и др. [6], для широт 30° и выше. Как следует из диаграмм широта-время, хорошее согласие наблюдается в ходе нейтральной линии м.п. на широтах выше 45° в N- и S-полушариях, определяющих систему КМПС в высоких широтах.

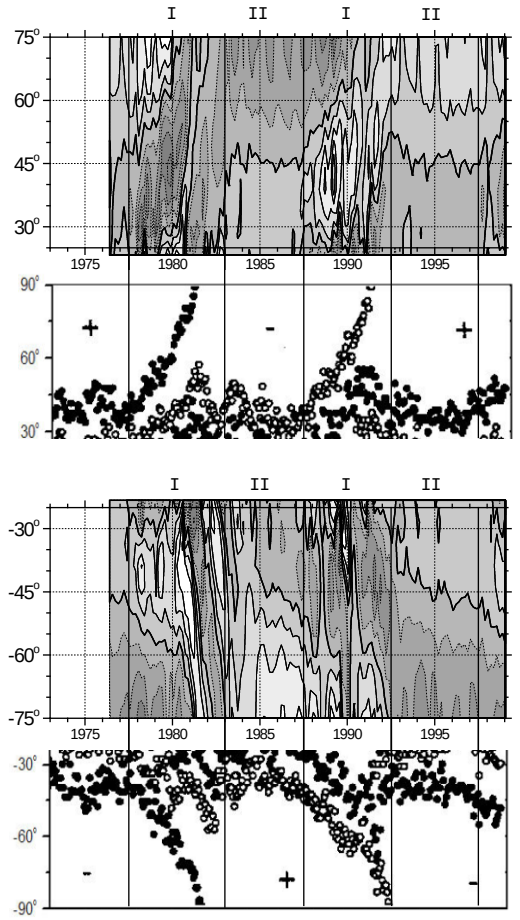


Рис. 2. Сравнение хода нейтральной линии м.п. на диаграммах замкнутых м.п. и полученных по Hα синоптическим картам [6] для N- и S-полушарий.

В таблице 1 приведены моменты смены полярности м.п. в 21-м и 22-м циклах для N- и S-полушарий на широте ±75° в фотосфере и ЗМП, а также на ±75° и ±90º для данных по Hα. Из таблицы 1 видно, что на широте 75° смена полярности м.п. на рис. 1б происходит на 0.6 года раньше, чем на рис. 1а., в то время, как на диаграммах, полученных по Hα и ЗМП, переполюсовка м.п. наблюдается практически одновременно. Судя по данным в Hα, смена полярности на полюсе произошла примерно на 0.5 года позднее, чем на широте 75°. Следует отметить также, что в S-полушарии смена полярности произошла на 0.8 и 1.7 года позднее, чем в N-полушарии в 21-м и 22-м циклах соответственно, т.е. в такое время на обоих полюсах наблюдается м.п. одинаковой полярности.

Таблица 1.

Номер цикла	Широта	Фотосферное МП		ЗМП		Hα	
		N	S	N	S	N	S
21	90°					1981.0	1981.5
	75°	1980.0	1980.6	1980.4	1981.2	1980.5	1981.1
22	90°					1991.0	1992.2
	75°	1990.0	1991.7	1990.6	1992.3	1990.6	1991.9

Переходя к обсуждению картины широтно-временной эволюции м.п. на широтах, ниже 45°, отмечаем ещё раз отсутствие на рис. 1б в N-полушарии 21-го цикла на фазе II горизонтальной нейтральной линии м.п., подобной изображённой на рис. 1а на средних широтах (45°±5°). Тем самым, в 21-м цикле в N-полушарии м.п. отрицательной полярности непрерывно продолжается от высоких широт до экватора, то есть смена полярности (рис. 1б) происходит с наступлением фазы II в 21-м цикле. При этом на диаграмме ЗМП (рис. 1а) смена полярности м.п. в низких широтах по времени близка к фазе I 22-го цикла. Эта закономерность особенно хорошо проявляется в 22-м цикле в обоих полушариях.

Таким образом, на широтах ниже ±45° смена полярности м.п. с открытыми силовыми линиями (ГМПС) происходит на 4–5 лет раньше, чем в случае ЗМП.

Итак, можно сделать вывод, что в организации солнечной активности наблюдаются две системы магнитных полей на низких широтах, одна из которых начинается с наступлением фазы II предыдущего 11-летнего цикла и кончается с началом фазы II данного цикла, а вторая — стартует с началом фазы I данного цикла сильных МП и завершается с концом фазы II того же цикла. Тем самым, учитывая перекрытие циклов, длина наблюдаемого комбинированного магнитного цикла в низких широтах составляет 15–16 лет. Однако для первой составляющей (КМПС) следует учитывать время от переполюсовки м.п. в высоких широтах, что увеличивает продолжительность цикла до 17–18 лет — он получил название продлённого 11-летнего цикла [7].

Литература

1. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Труды конференции «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», СПб, Пулково, 2001, с. 181.
2. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Изв. ГАО, 2002, N 216, с. 531.
3. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2011», СПб, Пулково, 2011, с. 47.
4. *Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.* // АЖ, 2013, т.90, N 2, с. 158.
5. *Макаров В.И., Фатьянов М.П.* // Солн. данные, 1980, N 10, с. 96.
6. *Makarov et al.* // Труды конференции «Солнце в эпоху смены знака магнитного поля», СПб, Пулково, 2001, с. 267.
7. *Wilson P.R. et al.* // Nature, 1988, v. 333, N 6175, P. 748.

О ВЛИЯНИИ ПОЛЯ СКОРОСТЕЙ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОМ ПРОТУБЕРАНЦЕ НА СТЕПЕНЬ ВТОРИЧНОЙ ИОНИЗАЦИИ КАЛЬЦИЯ В НЕМ

Калинин А.А.
Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

INFLUENCE OF VELOCITY FIELD IN A CYLYNDER PROMINENCE ON THE SECONDARY IONIZATION OF CALCIUM IN ITS BODY

Kalinin A.A.
Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

The influence of the first two lines of the Lyman series on the secondary ionization of calcium atom in the prominence model of an expanding or rotating cylinder illuminated by solar radiation is included into the Monte Carlo technique proposed earlier by the author. The prominence model and intensities of the Lyman lines are determined in accordance with the cylinder model of P. Gouttebroze [3]. Preliminary calculations confirm the small influence of movements in the prominence body on the secondary ionization of calcium.

Ранее автором был проведен анализ линий H и K ионизованного кальция и линии Hє водорода в спектре протуберанца, полученном во время полного солнечного затмения 29 марта 2006 года, и определены физические параметры плазмы в протуберанце. Анализ был проведен на основе теоретических интенсивностей, полученных в предположении, что протуберанец описывается моделью плоского слоя, расположенного перпендикулярно поверхности Солнца [1]. Было указано, что вращение слабо влияет на относительные интенсивности, и можно использовать результаты для плоского слоя (см. [2–4]). Кроме того, линии H и K CaII в спектре Солнца широки – движения мало влияют на входящее в протуберанец излучение в линиях H и K. Для первичного анализа относительных интенсивностей эти предположения можно считать удовлетворительными.

В случае абсолютных интенсивностей ситуация сложнее. Абсолютные значения интенсивностей линий кальция определяются, в том числе, и влиянием водородных линий лаймановской серии, главным образом, на ионизацию Ca II. Линии Lyα 121.6 нм и Lyβ 102.5 нм попадают в частоты континуумов уровней 3^2D и 4^2S соответственно (рис. 1). Линии лаймановской серии водорода на Солнце видны в эмиссии, и входящее в протуберанец излучение этих линий при наличии движений будет уменьшаться вследствие доплеровского сдвига, что должно приводить к уменьшению степени вторичной ионизации атома кальция и увеличению интенсивности излучаемых им линий. Наличие дифференциальных движений может усложнять эту качественную картину, так как уменьшение интенсивности

лаймановской линии может компенсироваться приближением к пределу коэффициента поглощения в соответствующем континууме.

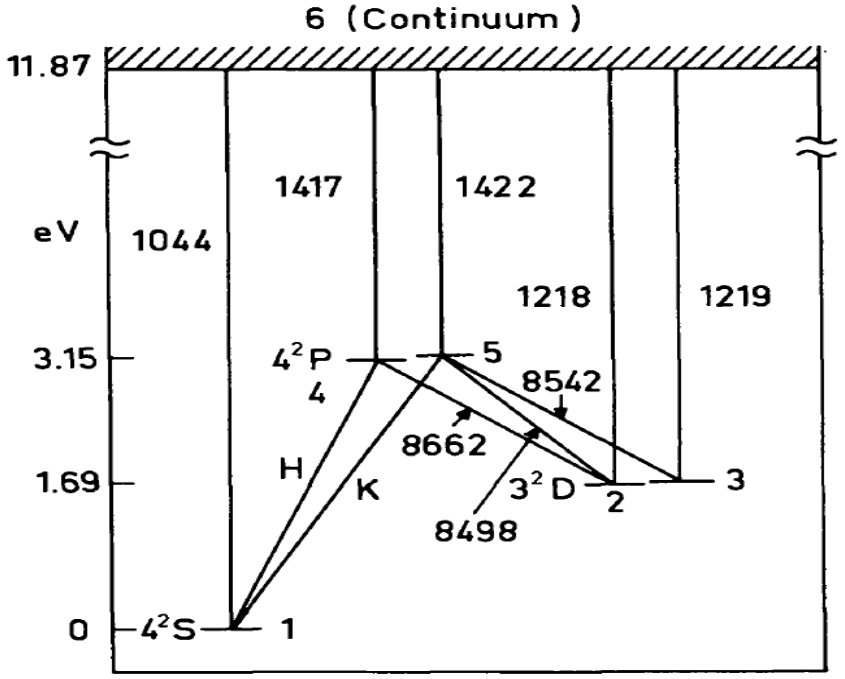


Рис. 1. Диаграмма энергетических уровней иона кальция Ca II и радиационные переходы (по Kneer, Mattig 1978 [7]).

В настоящее время имеется программа cymo2dv расчета излучения атома водорода в протуберанце цилиндрической геометрии с произвольным полем скоростей, составленная P. Gouttebroze и описанная в работе [3]. Автором ранее был адаптирован к цилиндрической геометрии (протуберанец в виде цилиндра, перпендикулярного поверхности Солнца с произвольным полем скоростей) метод Монте-Карло [2]. Метод [2] позволяет рассчитывать бальмеровский спектр водорода, а впоследствии был обобщен на ион кальция (5 линий и 3 континуума). Расчет переноса излучения ведется в линиях, а континуумы предполагаются оптически тонкими, и для них задаются радиационные температуры (подробнее методику задания радиационных температур в континууме см. [5, 6]).

Поле излучения в линиях Lyα и Lyβ возможно включить в расчет спектра иона кальция по методу [2]. Линии лаймановской серии достаточно близки к детальному балансу. Детальный баланс предполагает равенство функции источника и средней интенсивности в линии, а профиль линии можно предполагать доплеровским с шириной, задаваемой локальной температурой. Программа cymo2dv на выходе в числе прочих параметров дает функции источников в линиях в каждой точке цилиндра. Таким образом, параметры излучения в линиях Lyα и Lyβ можно оценить по функции источника в них и добавить соответствующие члены в уравнения стационарности для континуумов уровней.

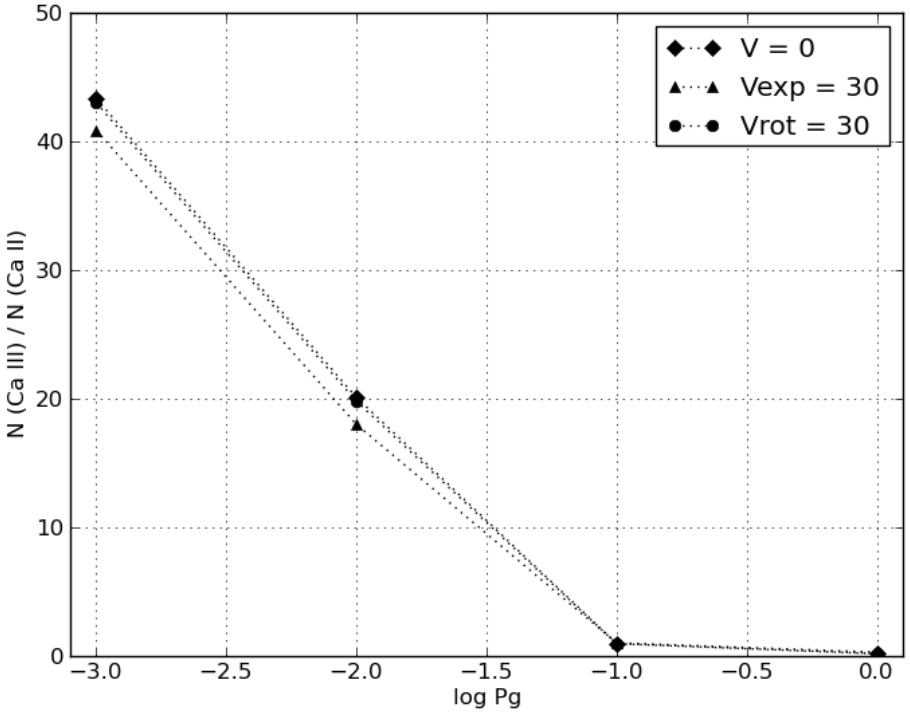


Рис. 2. Зависимость степени вторичной ионизации атома кальция от давления при характерной температуре 8000 К. Диаметр цилиндра 1000 км. Приведены кривые для нулевых скоростей, твердотельного вращения с тангенциальной скоростью на внешней границе 30 км/с и линейным расширением по радиусу со значением на границе 30 км/с. Приведены средние по сечению цилиндра величины.

Результаты расчетов степени вторичной ионизации атома кальция показаны на рис. 2 для температуры 8000 К. Полученные зависимости свидетельствуют о малом влиянии движений на термодинамику кальциевой плазмы протуберанца. Результаты являются сугубо предварительными, основной сложностью является согласование пространственной и частотной сетки регулярного метода программы cymo2dv и распределения и числа модельных фотонов метода Монте-Карло. Необходимо также исследовать полное поле параметров (температуры, давления, диаметра, скоростей). Подробности численной реализации метода и расчеты для подробной сетки моделей будут опубликованы в другой работе автора.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ (проект номер 3.1781.2014/К)

Литература

1. *Калинин А.А.* Параметры плазмы активного протуберанца 29 марта 2006 года, определенные по УФ затменному спектру // Труды XVIII Всероссийской ежегодной конференции с международным участием «Солнечная и солнечно-земная физика – 2014», ГАО РАН, СПб, 20–24 октября 2014, с. 177–180.
2. *Калинин А.А.* Влияние вращения и расширения на профили водородных линий в цилиндрических протуберанцах: расчет методом Монте-Карло с улучшенной сходимостью // Труды конференции “Структура и динамика солнечной короны”, Троицк, 4–8 октября 1999 г., с. 259–264.

3. *Gouttebroze P.* Radiative transfer in cylindrical threads with incident radiation V. 2D transfer with 3D velocity fields // Astron. Astrophys., 2008, vol. 487, pp. 805–813.
4. *Kalinin A.A.* Hydrogen and calcium lines in solar prominence spectra // Geomagn. Aeron., 2012, vol. 52, No. 8, pp. 1050–1054.
5. *Auer L.H., Heasley J.N., Milkey R.W.* Kitt Peak Nat. Obs. Contr. No. 555.
6. *Rudawy P., Heinzel P.* Hydrogen photoionization rates for chromospheric and prominence plasmas // Solar Phys., 1992, v. 138, pp. 123–131.
7. *Kneer F., Mattig W.* The Chromosphere above Sunspot Umbrae II. The Interpretation of the H, K and IR Lines of CA II. Astron. Astrophys., 1998, v. 65, pp. 17–28.

СТРУКТУРА БОЛЬШОЙ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ NOAA 12209 ПО МИКРОВОЛНОВЫМ НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАТАН-600 И VLA

Кальтман Т.И.[1], Бастиан Т.С.[2], Богод В.М.[1], Гэри Д.Е.[3], Тохчукова С.Х.[1], Уайт С.М.[4], Флейшман Г.Д.[3], Яснов Л.В.[5], Ступишин А.Г.[5], Чен Б.[6]

[1]Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]National Radio Astronomy Observatory, Charlottesville, Virginia, USA
[3]Center for Solar-Terrestrial Research, New Jersey Institute of Technology, University Heights, Newark, New Jersey, USA
[4]Air Force Research Laboratory, Albuquerque, NM, USA
[5]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
[6]Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Massachusetts, USA

STRUCTURE OF THE LARGE ACTIVE REGION NOAA 12209 WITH RATAN-600 AND VLA MICROWAVE OBSERVATIONS

Kaltman T.I.[1], Bastian T.S.[2], Bogod V.M.[1], Gary D.E.[3], Tokhchukova S.K.[1], White S.M.[4], Fleishman G.D.[3], Yasnov L.V.[5], Stupishin A.G.[5], Chen B[6]

[1]Special Astrophysical Observatory RAS, Saint-Petersburg, Russia
[2]National Radio Astronomy Observatory, Charlottesville, Virginia, USA
[3]Center for Solar-Terrestrial Research, New Jersey Institute of Technology, University Heights, Newark, New Jersey, USA
[4]Air Force Research Laboratory, Albuquerque, NM, USA
[5]Radio Physics Research Institute, St. Petersburg State University, Russia
[6]Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics, Cambridge, Massachusetts, USA

The observational characteristics of an active region with a big spot are investigated with RATAN-600 scans 3–17.5 GHz and with VLA imaging data 1–8 GHz. The structure of AR 12209 (November, 2014) is analyzed and the flux, sizes and brightness temperature spectra of microwave emission are presented for both right and left polarization. On the base of the reconstructed magnetic field the microwave emission of AR 12209 is calculated and compared with observational data. The model calculations provide appropriate tools to estimate the effective heights of emission, optical depths of the different gyroresonance levels (1–5) and to draw a 2-D output fine structure of the brightness temperature distributions over the source region. The model calculations are compared with the observational data, and then a fitting of the model parameters is done by several iterations. This method allows to estimate the values of electron density and temperature of plasma at heights of gyroresonance levels and to receive an atmosphere model of transition region from microwave observations. Some problems associated with inhomogeneous distribution of the parameters of the observed solar plasma and the ability to come up with their realistic model is discussed.

Введение

Данная работа продолжает ряд исследований по определению физических параметров переходной зоны и нижней короны над активными областями на Солнце с помощью микроволновых наблюдений [1–3]. Диагно-

стическое моделирование проводится на основе совместных наблюдений на РАТАН-600 [4] и VLA[5, 6] активной области 12209 в ноябре 2014 года.

Наблюдения и моделирование

Характеристики АО 12209 (рис. 1–3) были исследованы по наблюдательным данным РАТАН-600 [1] (сканы на частотах 3–17.5 ГГц) и VLA [2, 3] (карты 1–8 ГГц). АО в течение нескольких дней сохраняла стабильно большую площадь 1000 м.д.п. и мало изменявшийся микроволновый поток излучения. АО состояла из двух пятенных источников разной полярности, окруженных флоккульным уярчением и корональными петлями.

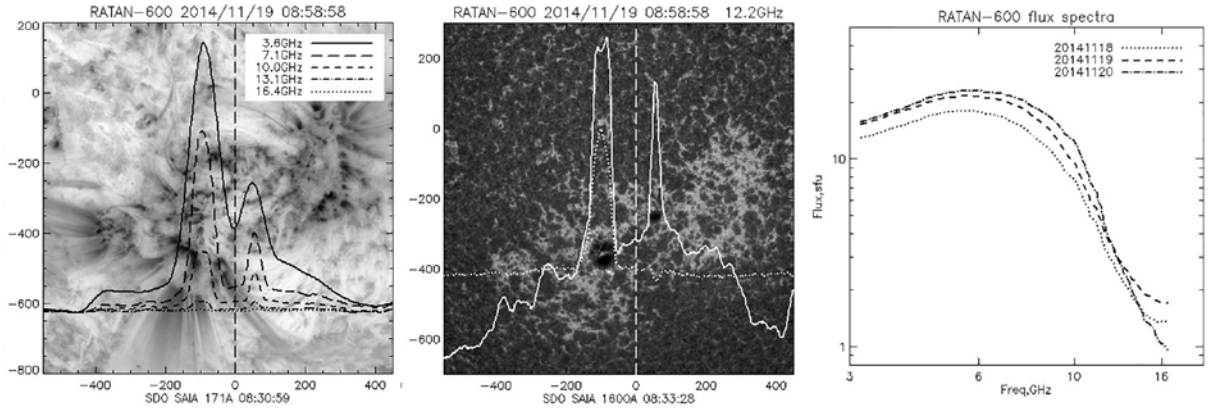


Рис. 1. *Слева* – сканы интенсивности излучения АО 12209 на пяти частотах (РАТАН-600), наложенные на изображение в линии 171A (SDO), 19 ноября 2014; *в центре* – скан полного и поляризованного излучения на 12 ГГц (РАТАН-600) поверх изображения в линии 1600A (SDO); *справа* – спектры полного потока левого пятна за три дня (РАТАН-600).

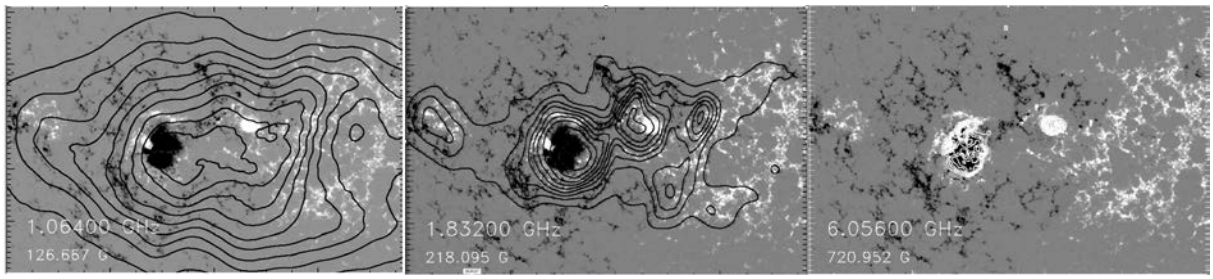


Рис. 2. Изображения АО 12209 на частотах 1.0, 1.8 и 6.0 ГГц, полученные на VLA.

Большое пятно в составе АО имело характерные для циклотронного источника высокую степень поляризации и растущие с длиной волны размеры. Это пятно было выбрано для более подробного анализа и опробования усовершенствованной методики диагностического моделирования.

На основе экстраполированного магнитного поля были проведены расчеты теплового тормозного и магнитотормозного микроволнового излучения (рис. 4). Рассчитанная структура пятна с ее мелкими деталями вполне соответствует двумерным картам, полученным на VLA.

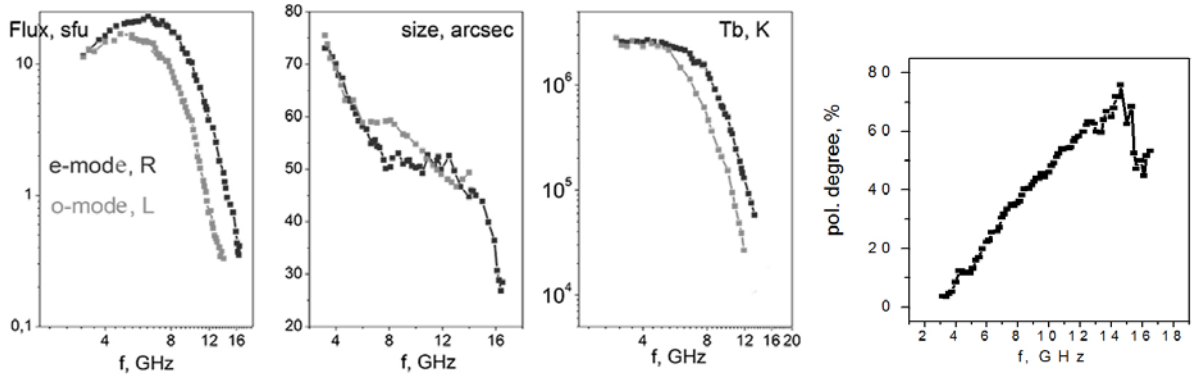


Рис. 3. Спектры потока, размеров и яркостных температур, степень поляризации левого пятна АО 12209 (19 ноября) для право- и левополяризованного излучения (РАТАН-600).

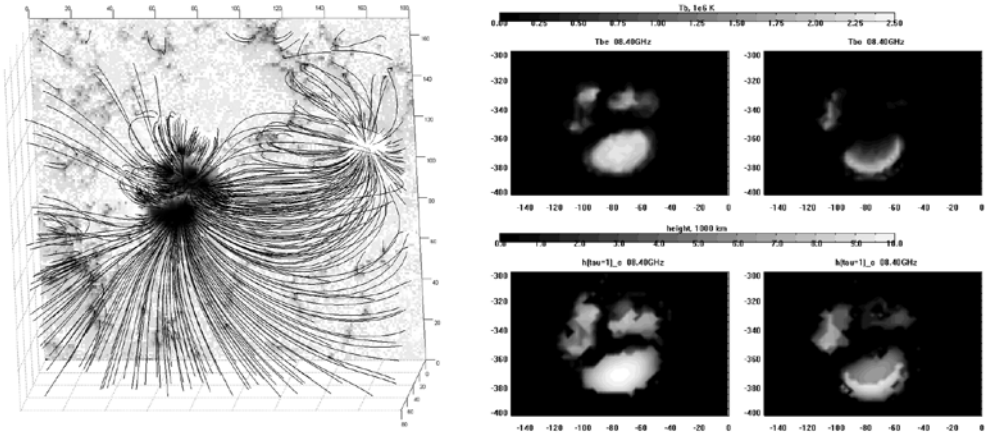


Рис. 4. *Слева* – силовые линии экстраполированного магнитного поля, наложенные на магнитограмму HMI. *Справа* – расчетные карты яркостных температур (верхний ряд) и эффективных высот излучения (нижний ряд) для двух мод излучения, частота 8.4 ГГц.

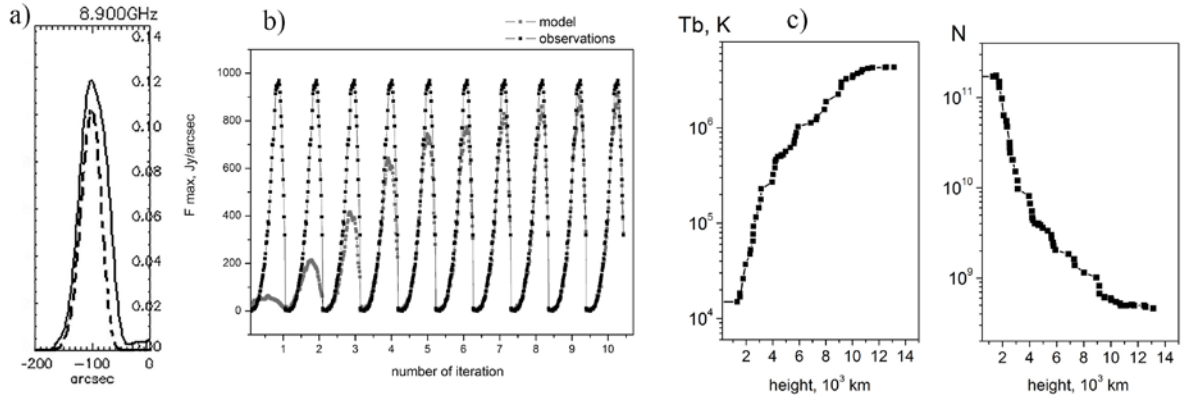


Рис. 5. a) сравнение расчетного и наблюденного сканов на одной из частот; **b**) минимизация разности между наблюденными и расчетными сканами в ходе 10 итераций, для каждой итерации показаны значения амплитуды скана на всех 71 частотах; **c**) полученное в результате диагностического моделирования изменение температуры и плотности электронов с высотой в переходной зоне над пятном.

Применение нового быстрого алгоритма решения уравнения переноса излучения позволило автоматизировать подбор высотных распределений температуры и плотности электронов. Для каждой частоты соответствую-

щим образом менялось значение кинетической температуры на эффективной высоте излучения (2 и 3 гирорезонансных уровней обыкновенной и необыкновенной мод, при оптической плотности равной единице). Рост температуры и плотности электронов был найден в ходе итераций по критерию наилучшего совпадения наблюдаемых на РАТАН-600 и расчетных максимумов интенсивности на сканах для всех 71 частот (рис. 5).

Заключение

Примененный метод диагностического моделирования позволяет построить адекватную модель изменения электронной температуры и плотности с высотой для наблюдаемого микроволнового источника с преобладающим циклотронным излучением. Для 1–17.5 ГГц (объединенный диапазон двух радиотелескопов) соответствующие высоты перекрывают значительный участок переходной зоны и нижней короны Солнца, для которого возможно построить модель атмосферы по наблюдательным данным. В данной работе мы использовали сканы РАТАН-600 для получения симметричной плоскопараллельной модели высотного изменения температуры и плотности. Использование двумерных карт VLA в принципе позволяет построить подобным образом более реалистичную трехмерную модель.

Совместные наблюдения на РАТАН-600 и VLA позволили получить более подробное представление о структуре активной области, характеристиках ее малых (пятенных) и больших (флоккульных) компонент разной физической природы и механизмов излучения, а также о динамике изменения этих характеристик. Получены уникальные наблюдательные данные, потенциальные возможности которых не исчерпаны в данной работе и требуют более подробных описаний и дальнейших исследований.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 14-02-00162, 15-02-03835 и NSF AGS-1250374. Авторы благодарят коллективы радиотелескопов РАТАН-600 и VLA за возможность работы с данными наблюдений. The National Radio Astronomy Observatory is a facility of the National Science Foundation operated under cooperative agreement by Associated Universities, Inc.

Литература

1. *Wang, Z.; Gary, D.E.; Fleishman, G.D.; White, S.M.* // Astroph. J., 2015, V. 805, I. 2, p 13.
2. *Kaltman, T.I.; Bogod, V.M.; Stupishin, A.G.; Yasnov, L.V.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2013, V. 53, I. 8, p.1030.
3. *Kaltman, T.I.; Bogod, V.M.; Stupishin, A.G.; Yasnov, L.V.* // Astronomy Reports, 2012, V. 56, I. 10, p. 790.
4. *Bogod V.M.* // Astr. Bull., 2011, V. 66, p. 190.
5. *Napier, P.J., Thompson, A.R. & Ekers, R.D.* // IEEE Proceedings, 1983, 71, p. 1295.
6. *Perley, R., Napier, P., Jackson, J., et al.* // IEEE Proceedings, 2009, 97, p. 1448.

ИССЛЕДОВАНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК И ОСОБЕННОСТЕЙ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ УСИЛЕННОЙ ХРОМОСФЕРНОЙ СЕТКИ СОЛНЦА НА ОСНОВЕ РЕАЛИСТИЧНОЙ МГД МОДЕЛИ

Кальтман Т.И.[1], Кочанов А.А.[2]
[1]*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, г. Санкт-Петербург*
[2]*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск*

STUDY OF SOLAR ENHANCED NETWORK RADIO EMISSION WITH REALISTIC MHD MODEL

Kaltman T.I.[1], Kochanov A.A.[2]
[1]*Special Astrophysical Observatory RAS, Saint-Petersburg*
[2]*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk*

We present calculations of polarized microwave emission of the quiet Sun area in the wavelength range of 1.7–30 cm. The calculations are performed with help of realistic MHD model of the solar atmosphere, obtained under Bifrost code [1, 2]. The model provides a detailed spatial distribution of the plasma parameters (density, temperature, magnetic field, and others.) At the granular boundaries a strong magnetic field (up to 2500 G) is present. The calculations show a non-trivial pattern of radio emission from chromospheric to coronal heights, allowing us to estimate the relative contributions of the free-free and gyro radiation mechanisms.

Введение

Данная работа направлена на исследование особенностей формирования микроволнового излучения в интервале высот от границы солнечной хромосферы до нижней короны. Работа выполнена на основе реалистичной МГД модели Bifrost [1, 2] солнечной атмосферы, предоставленной широкому кругу исследователей в рамках проекта IRIS. Модель дает подробное пространственное распределение параметров плазмы (плотности, кинетической температуры, магнитного поля и др.) с учетом фактора времени. Нами были проведены расчеты поляризованного радиоизлучения участка спокойного Солнца для диапазона длин волн 1.7–30 см. Изучение формирования радиоизлучения данной области позволяет оценить относительные вклады теплового тормозного и циклотронного механизмов излучения и выявить некоторые особенности в картине распределения яркостных температур на пространственных масштабах ~ 48 км. Результаты исследования предполагается применить для интерпретации наблюдательных данных радиотелескопов РАТАН-600 [3] и ССРТ [4].

Модель и расчеты

В рамках МГД кода Bifrost предоставлена модель усиленной хромосферной сетки (enhanced network) со средней напряженностью магнитного поля ~ 50 Гс на фотосфере. На границах гранул имеется сильное магнитное

поле до 2500 Гс, формирующее в переходной области магнитный поток с противоположными полярностями, разнесенными на 8 Мм. Размеры рассматриваемой области составляют 24×24×17 Мм³ и обеспечивают пространственное разрешение ~ 48 км по горизонтали и 19–100 км по высоте.

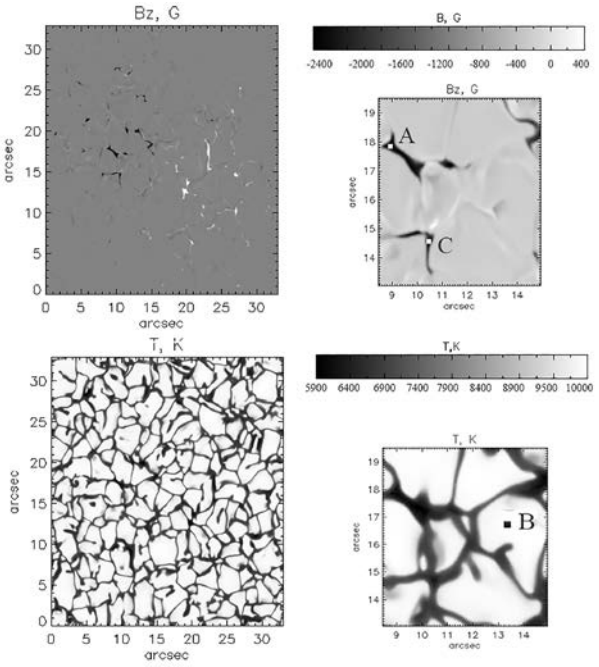


Рис. 1.

На рис. 1. показаны карты магнитного поля и температуры на уровне фотосферы Справа – участок хромосферной сетки с несколькими гранулами, для которого производился расчет гирорезонансного излучения. Символами отмечены точки, в которых: фотосферное магнитное поле имело максимум (**A**); температура электронов достигала максимальных значений (**B**); расчетная яркостная температура гирорезонансного излучения была максимальной (**C**).

Формирование излучения в этих точках анализировалось более подробно. Так, для точки **A** на рис. 2 показаны высотные распределения параметров плазмы. Относительно низкая кинетическая температура в области гирорезонансных слоев, как показано в ходе расчетов, дала низкую яркостную температуру микроволнового излучения. Два символа (□, ∧) на графиках (рис. 2) соответствуют высотам генерации 2-ой и 3-ей гармоник гирочастоты для волны λ = 5.2 см.

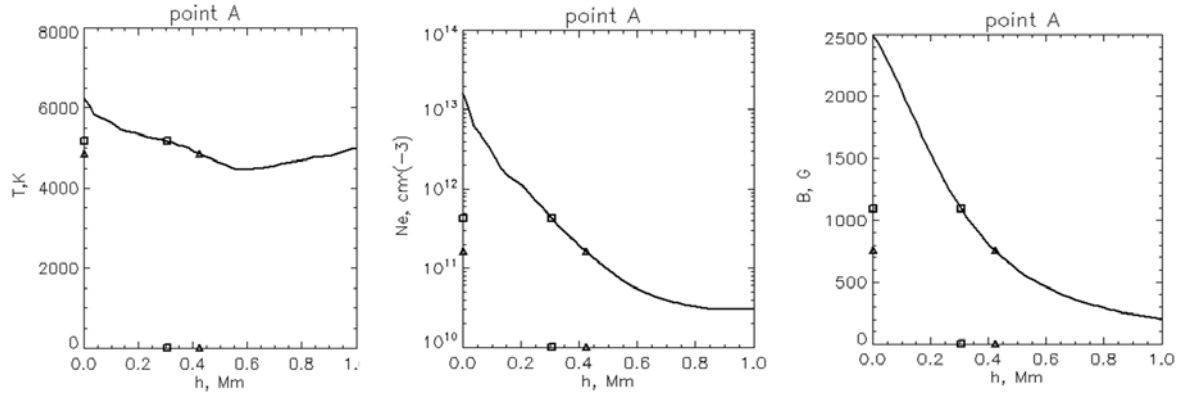


Рис. 2.

Для точки **B** (центр гранулы) характерно максимальное значение кинетической температуры на уровне фотосферы и малое значение величины магнитного поля над ней, что приводит к отсутствию гирорезонансного излучения в микроволновом диапазоне. Точка **C** (граница гранулы) – соот-

ветствует одновременно и достаточно сильному магнитному полю и относительно высоким температурам, что приводит к максимальной яркости расчетного гирорезонансного излучения.

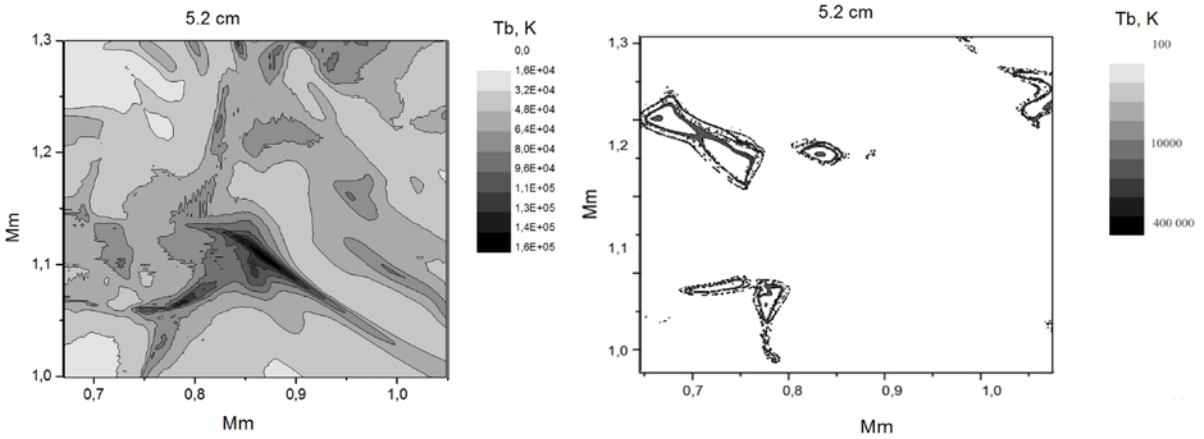


Рис. 3.

Однако, как показало моделирование, для данной модели гирорезонансное излучение, формируясь на границах гранул (рис. 3, справа) на высотах до 1 Мм, поглощается в вышележащих слоях и не доступно наблюдению. Тормозное или свободно-свободное (free-free) тепловое излучение (рис. 3, слева) оптически плотно над всей рассчитанной областью с большим разбросом характерных высот, на которых формируется оптическая плотность равная единице (рис. 4).

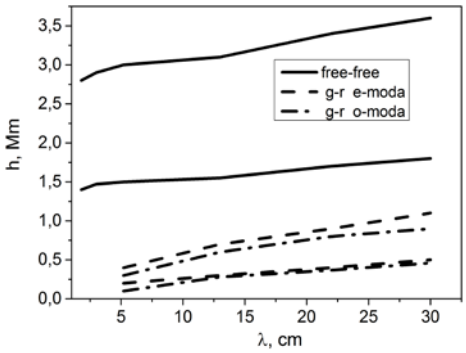


Рис. 4.

Тонкая структура тормозного излучения зависит от неизотропных физических условий в трехмерном объеме области и продемонстрирована на рис. 5 для длины волны 5.2 см и двух параметров Стокса (интенсивность I, поляризация V). Вклад этого типа излучения для исследуемой модели кода Bifrost оказался ~100%.

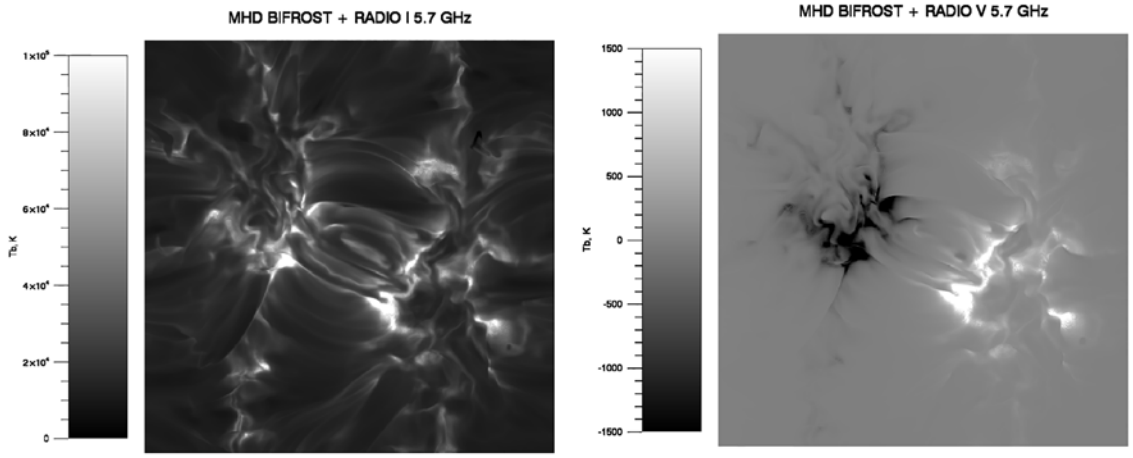


Рис. 5.

Заключение

Проведены расчеты микроволнового излучения спокойного участка Солнца для МГД модели Bifrost. Расчеты выполнены для диапазона волн 1.7–30 см в рамках двух механизмов радиоизлучения – свободно-свободного и гирорезонансного. Высокое пространственное разрешение МГД модели Bifrost (~48 км) позволило выявить особенности излучения хромосферной сетки в микроволновом диапазоне волн с учетом поляризации излучения. Так, показано, что для данной модели высоты генерации оптически толстого тормозного излучения лежат значительно выше гирорезонансных уровней. Рассчитанные карты яркостных температур демонстрируют неоднородную картину радиоизлучения и значительную зависимость характеристик этого излучения от длины волны вследствие неизотропных физических условий в 3D модели от хромосферных до корональных высот.

По-видимому, для моделирования радиоизлучения супергранул, регистрируемых на РАТАН-600 и ССРТ, требуются модели с более медленным спадом магнитного поля с высотой, чем задано в модели Bifrost. Размеры границ супергранул должны быть при этом близки к 40″.

Результаты работы послужат основой моделирования радиоизлучения крупномасштабных деталей хромосферной сетки, регистрируемой на РАТАН-600 и ССРТ.

Благодарности

Авторы благодарят Российский Фонд Фундаментальных Исследований за поддержку грантами №15-02-01089, 15-32-20504 мол_а_вед и 14-02-00162.

Авторы благодарят коллектив создателей МГД кода Bifrost за возможность работы с данными результатов моделирования.

Литература

1. *Carlsson M., HansteenV.H., Gudiksen B.V., LeenaartsJ., De Pontieu B.* // A&A, 2013.
2. *Gudiksen B.V., Carlsson M., Hansteen V.H., et al.* // A&A, 2011, 531, A154.
3. *Bogod V.M.* // Astr. Bull., 2011, V. 66, pp. 190–204.
4. *Grechnev V.V., Lesovoi, S.V., Smolkov, G.Y., et al.* // Solar Phys., 2003, 216, 239.
5. *Bogod, V.M., Alissandrakis, C.E., Kaltman, T., Tokhchukova, S.K.* // Solar Phys., 2015, 290, 7.

ОЦЕНКА ЭВОЛЮЦИИ ВОЗДУШНЫХ МАСС ПРИ РАЗНЫХ ГЕОМАГНИТНЫХ УСЛОВИЯХ

Караханян А.А., Молодых С.И.
Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

AIR MASS EVOLUTION UNDER DIFFERENT GEOMAGNETIC CONDITIONS

Karakhanyan A.A., Molodykh S.I.
Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

We analyze variations of the vertical temperature profile in moving air masses under quiet and disturbed geomagnetic conditions. Position and movement of the air masses are determined from the temperature and wind direction at the 500 hPa isobaric surface. We estimate the average multiyear vertical temperature profile of warm and cold air masses for quiet geomagnetic conditions. On geomagnetically quiet days, air masses are evolved classically: when moving, a warm air mass cools down from day to day; and cold one, warms up. During disturbances, variations of the vertical temperature profile in warm air masses change their trend. There arise conditions under which the temperature at heights below 300 hPa rises in warm air masses; cold air masses warm up more slowly in this case. During disturbances, the temperature contrast between the air masses is maintained for a longer time, which will cause an increase in the lifetime of cyclones and anticyclones. The change in the lifetime of baric formations can manifest itself in their distribution in the general atmospheric circulation system.

Вопрос о влиянии нестационарных солнечных явлений на процессы нижней атмосферы в последние годы широко обсуждается в научных кругах. Существует несколько оснований для дискуссий. Во-первых, прямое энергетическое воздействие нестационарных солнечных процессов на климатическую систему существенно меньше влияния общей циркуляции атмосферы и углекислого газа. Поэтому предполагается, что климатический отклик на солнечное воздействие имеет нелинейный характер [1]. В результате нелинейного воздействия солнечной активности на структуры атмосферной циркуляции в тропосфере может происходить модуляция циклонов и антициклонов, которая приводит к изменению интенсивности, направления движения атмосферных образований [2, 3]. Во-вторых, климатический отклик на солнечное воздействие имеет неоднородную пространственно-временную структуру со сменой знака солнечно-земных связей [4]. В-третьих, отсутствие универсальной характеристики, которая позволила бы получить устойчивый тропосферный отклик на солнечное воздействие. Исходя из общих представлений, внешнее воздействие в первую очередь окажет влияние на распределение температуры, которое приведет к изменению поля давления. Поскольку в процесс возникновения и развития барических образований одновременно вовлекаются как теплая, так и

холодная воздушные массы, мы предполагаем, что солнечный сигнал будет наиболее ярко выражен в вертикальном распределении температуры воздушных масс. Целью данной работы является анализ вертикального профиля температуры в теплой и холодной воздушных массах в спокойных и возмущенных геомагнитных условиях во время фазы минимума солнечной активности.

Анализ вертикального профиля температуры в теплой и холодной воздушных массах при разных геомагнитных условиях проводился по следующей методике. На первом этапе нами выбраны периоды низкой активности Солнца. Это обусловлено наличием разнообразных солнечных факторов, которые могут оказывать влияние на состояние тропосферы [5]. Далее с использованием *Aa*-индекса геомагнитной активности, который сам является «proxy» солнечной активности (http://www.ngdc.noaa.gov/), произведена выборка спокойных и возмущенных дней в годы минимумов солнечной активности. Для полученных дат на основе данных реанализа NCEP/NCAR [6] построены наборы карт температуры и направления ветра на уровне 500 гПа. По картам определялись координаты центров теплой и холодной воздушных масс, относящихся к одному циклону, с учетом центров циклонов электронного ресурса http://data.giss.nasa.gov/. Во время заключительного этапа были рассчитаны вертикальные профили температуры в зоне центров теплой и холодной воздушных масс.

Для спокойных геомагнитных условий получен средний многолетний вертикальный профиль температуры теплой и холодной воздушных масс (рис. 1).

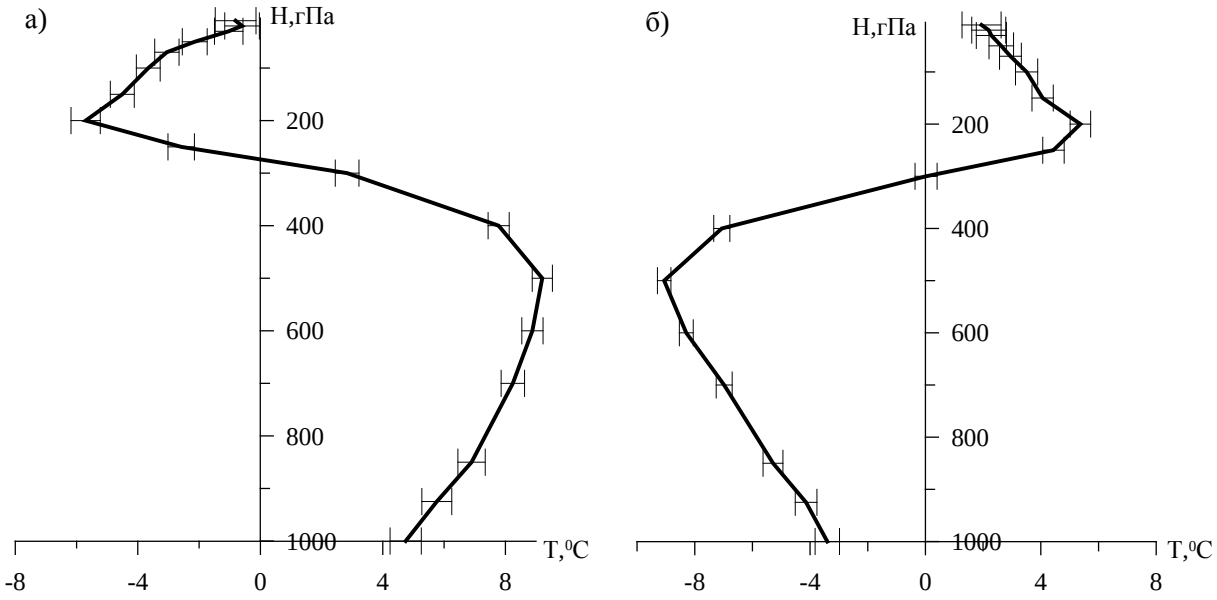


Рис. 1. Изменение среднего многолетнего вертикального профиля температуры над океаном в Северном полушарии (40°–70° с.ш., 120° в.д.–20° з.д.) во время спокойных геомагнитных условий за шесть солнечных циклов с 19 по 24: **а**) в теплой воздушной массе, **б**) в холодной воздушной массе.

В среднем многолетнем распределении температура с высотой повышается в теплой воздушной массе и понижается в холодной воздушной массе до высоты 300 гПа, изменяя знак на противоположный на высотах 8–10 км.

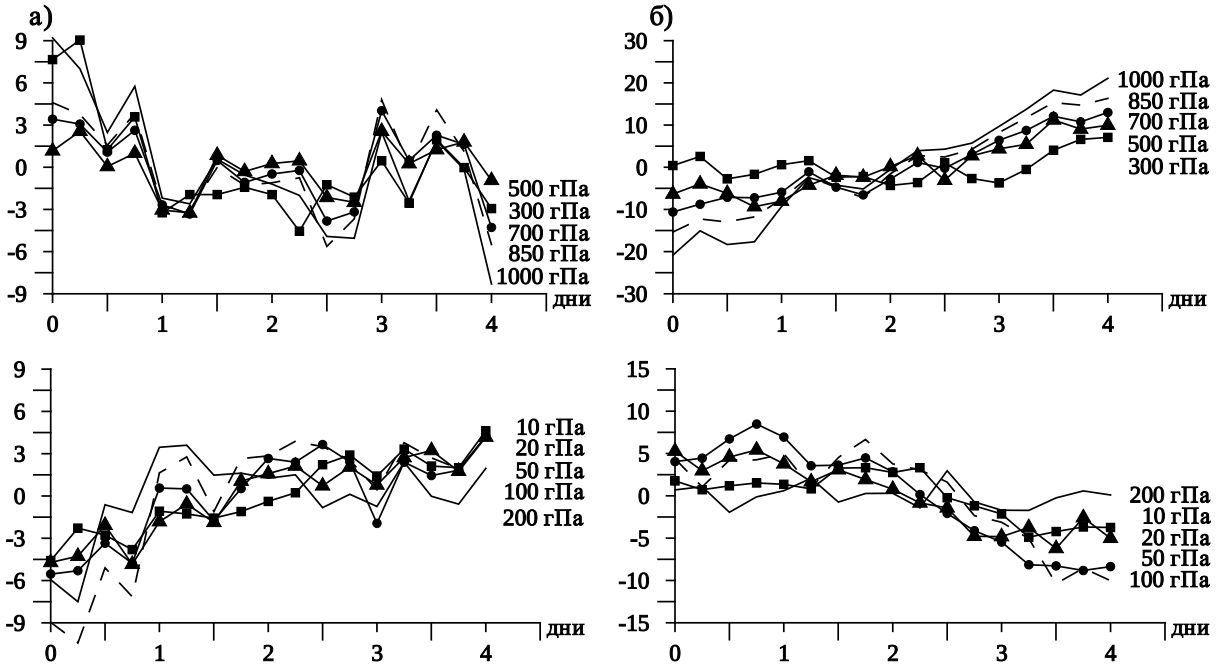


Рис. 2. Изменение вертикального профиля температуры в циклоне над океаном в Северном полушарии в спокойных геомагнитных условиях – центр циклона ~ 47° с.ш., 160° в.д., 23 января 1996 г.: **а**) в теплой воздушной массе, **б**) в холодной воздушной массе.

Анализ эволюции температурных профилей воздушных масс, в спокойных геомагнитных условиях, для отдельных случаев (рис. 2), в течение которых регистрировалось существование циклона, показал, что при своем перемещении теплая воздушная масса день за днем охлаждается, а холодная – прогревается, то есть наблюдается выравнивание температур. В стадии наибольшего развития циклона температурные профили подобны средним многолетним вертикальным профилям температуры воздушных масс.

Во время возмущений происходит смена тенденции в эволюции вертикального профиля температуры в теплой воздушной массе. В начале геомагнитного возмущения, в теплой воздушной массе наблюдается повышение температуры на высотах до 300 гПа, которое во время возмущения почти не изменяется, в отличие от спокойных геомагнитных условий. На высотах выше 300 гПа температура непрерывно понижается. В холодной воздушной массе при возмущенных геомагнитных условиях рост температуры замедляется на высотах ниже 300 гПа и наблюдается прекращение понижения температуры на высотах выше 300 гПа (рис. 3). Вследствие

этого температурный контраст между воздушными массами сохраняется более длительное время.

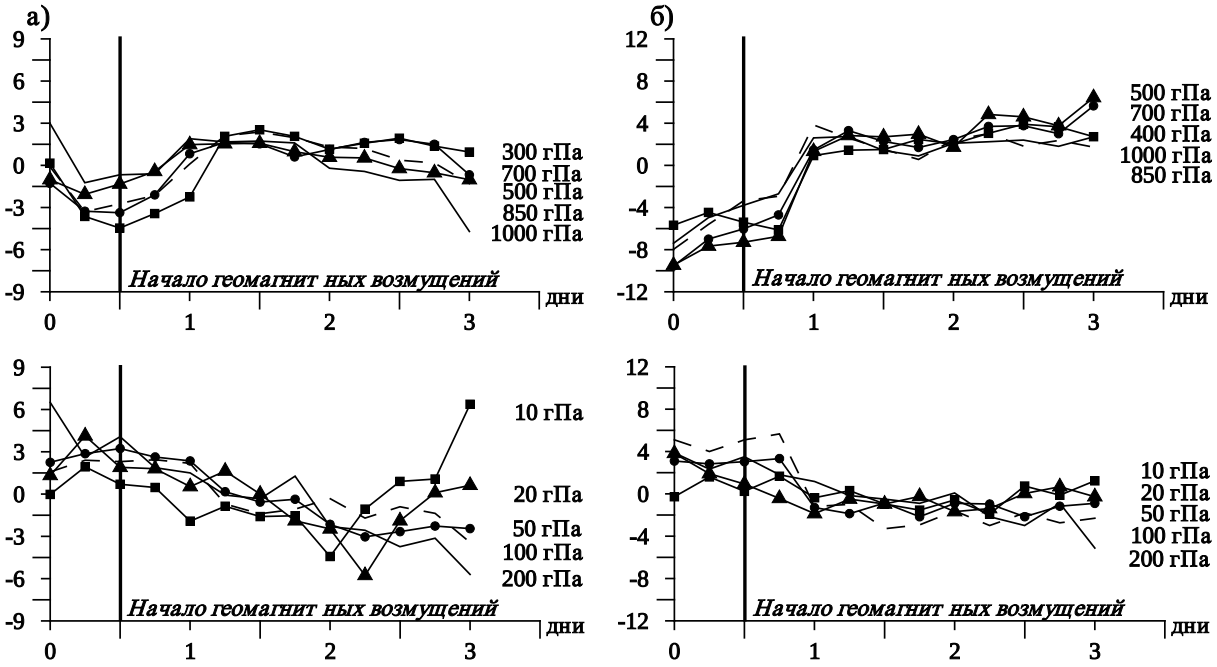


Рис. 3. Изменение вертикального профиля температуры в циклоне над океаном в Северном полушарии в возмущенных геомагнитных условиях – центр циклона ~ 44° с.ш., 175° в.д., 2 января 1996 г.: **а**) в теплой воздушной массе, **б**) в холодной воздушной массе.

Наличие и сохранение градиента температуры между воздушными массами является непременным условием для увеличения продолжительности жизни циклонов и антициклонов, что в свою очередь приведет к изменениям в системе крупномасштабной атмосферной циркуляции.

Литература

1. *Огурцов М.Г., Распоров О.М., Ойнонен М. и др.* Возможное проявление нелинейных эффектов при воздействии солнечной активности на климатические изменения // Геомагнетизм и аэрономия. 2010. Т. 50. № 1. С. 17–22.
2. *Веретененко С.В., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б.* Солнечная активность и вариации космических лучей как фактор интенсивности циклонических процессов в умеренных широтах // Геомагнетизм и аэрономия. 2007. Т. 47. № 3. С. 399–406.
3. *Веретененко С.В., Тайл П.* Солнечные протонные события и эволюция циклонов в северной Атлантике // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. Т. 48. № 4. С. 542–552.
4. *Веретененко С.В., Огурцов М.Г.* Исследование пространственно-временной структуры долгопериодных эффектов солнечной активности и вариаций космических лучей в циркуляции нижней атмосферы // Геомагнетизм и аэрономия. 2012. Т. 52. № 5. С. 626–638.
5. *Караханян А.А., Молодых С.И.* Структура поля давления при прохождении Землей секторов межпланетного магнитного поля // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2015. Т. 12. № 4. С. 99–105.
6. *Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R. et al.* The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project // Bull. Amer. Meteor. Soc. 1996. Vol. 77. No. 3. pp. 437–471.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ АНИЗОТРОПИЯ ХРОМОСФЕРНЫХ ВСПЫШЕК В ЗОНЕ ПЯТЕН И ВЕКТОРНЫЕ ДИАГРАМЫ БАБОЧЕК В ЦИКЛАХ СОЛНЦА

Касинский В.В.
ИрГТУ, г. Иркутск

THE SPATIAL ANYSOTROPY OF CHROMOSPHERIC FLARES IN THE ZONE OF SPOTS, AND VECTOR BUTTERFLY DIAGRAMS IN SOLAR CYCLES

Kasinsky V.V.
Irkutsk National Research Technical University, Irkutsk

Latitude-time vector diagrams of flares for cycles 17–20 reveal the global anisotropy of flares in the coordinate system of sunspots. The latitudinal R_φ displacement of flares is always directed toward the center of the butterfly diagram. The value of anisotropy R increases to the diagram periphery. In the case of internal energy source the spatial distribution of flares averaged over large number of flares should be isotropic ($R(\varphi, t) = 0$). Therefore, in the sunspot zone some external agent should be presented. The central Spoerer zone serves as a source of global flare disturbances. Those disturbances generate a flare when they reach a sunspot group at the other latitudeφ. The longitudinal displacements of flares reveal the aberration effect. Flares in high-latitude sunspot have a positive λ- shift (westward) while those of low-latitude groups have a negative λ shift (eastward). Velocity of flare disturbance of 1–2 km/s.

В настоящее время наиболее полно изучены сильные вспышки (баллов 2 и 3). [1]. Хорошо изучена их двух ленточная структура (протонные вспышки) [2, 3]. Все это говорит о связи сильных вспышек с магнитными полями пятен неслучайным образом. Эти известные факты не относятся к слабым вспышкам (субвспышкам). Субвспышки составляют около 95% всех вспышек. Возникает вопрос: можно ли считать точечные изолированные образования (субвспышки) случайным явлением? Так как все вспышки есть точечные образования, то их можно описать положением относительно центра группы. Положение можно характеризовать расстоянием «пятно – вспышка» – вектором R [2]. Рассчитав R для определенного интервала времени и широты, получим широтно-временную диаграмму, то есть векторную диаграмму «бабочки» вспышек **R** (φ, t) [2]. В случае если эта разность (R), осредненная по всем вспышкам в группе близка к нулю, процесс вспышко - образования можно считать случайным. В случае если эта разность не равна нулю, результат следует признать неслучайным.

Распределение **R** (φ, t) сначала было исследовано в циклах 17–19 [2]. Векторные диаграммы вспышек интерпретируются с точки зрения внешнего триггерного механизма вспышек. Считается, что из центра диаграммы

R (φ, t) – шпереровского эпицентра исходит некоторое возмущение, которое по достижении группы возбуждает вспышку на другой широте φ.

Методика построения векторной диаграммы вспышек заключается в определении координат каждой вспышки относительно координаты центра группы. Широта группы φ_S практически не меняется. Зная φ_S, определим среднее смещение вспышек по широте в группах пятен:

$$\Delta\varphi_F = (1 / N) \Sigma \Sigma (\varphi_i - \varphi_S), \qquad (1)$$

где φ_S – широта активной области φ_i – вспышки по Бюллетеню [1], N – общее число вспышек в интервале диаграммы.

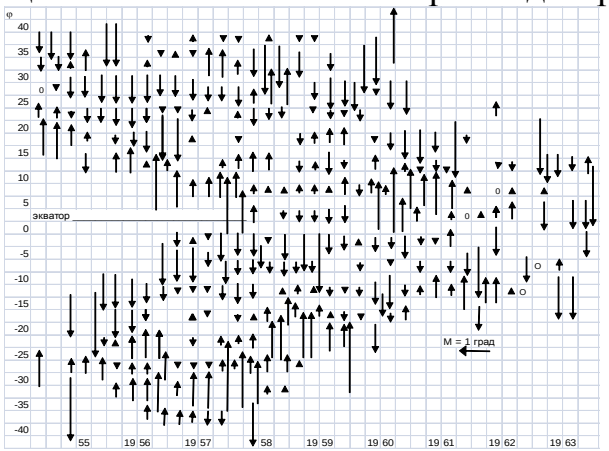


Рис. 1. Векторная диаграмма широтных смещений вспышек в 19-ом цикле с разрешением 5° по широте. По оси X – годы (1955–1963 гг.).

Количество всех вспышек баллов 1+, 2 и 3, насчитывает 16 470 в северном полушарии и 11 300 в южном за период 1954–1964 г. Как видно из рис. 1, высокоширотные и низкоширотные зоны пятен дают смещения вспышек, направленные в центр диаграммы. Таким образом, сам процесс вспышко - образования выделяет середину диаграммы «бабочки», область максимальной частоты пятен, т. е. «шпереровский» эпицентр.

Видна основная тенденция: каждое крыло «бабочки» делится на две половины, в которых векторы **R** направлены преимущественно к центру. Максимальные смещения наблюдаются на периферии «φ – t» диаграммы. В центре **R** →0. Таким образом, можно сказать, что вспышечная активность пятен не изотропна в широтном направлении, и степень анизотропии (**R**) нарастает к периферии диаграммы. Изотропия (**R** = 0) наблюдается только в центральных частях диаграммы.

Векторные диаграммы долготных смещений вспышек

Наиболее простая интерпретация «центростремительной» тенденции R-вектора вспышек на «φ – t» диаграмме является следующей. Из «шпереровского» эпицентра исходят некоторые возмущения, которые распространяясь по всем широтам диаграммы, вызывают сдвиги вспышек, рис. 1.

Центр векторной диаграммы выделен самим процессом вспышек, т. е. физически значим. Он служит в качестве источника глобального возмущения вспышек. Это возмущение «провоцирует» вспышку в той точке, которой оно достигает в результате распространения от некоторой средней широты φ_o до данной широты группы φ.

Поскольку пятна принадлежат различным зонам вращения, высокоширотные пятна будут отставать от возмущения, в то время как экватори-

альные – упреждать, что приведет к сдвигам вспышек по долготе противоположного знака. Высокоширотные зоны пятен будут показывать положительный $R_\lambda > 0$ (западный) сдвиг, а низкоширотные зоны отрицательный (восточный) сдвиг вспышек. Такие противоположные $\pm R_\lambda$ сдвиги на высоких и низких широтах дают эффект долготной аберрации вспышек.

Таким образом, если $\lambda(t)$ – координата вспышки, отсчитываемая «от центрального меридиана», то положение вспышки относительно центра группы определяется путем переноса центра группы с угловой скоростью $\omega(t)$ на момент вспышки по формулам:

$$\lambda_S = \lambda\ (t) - <\omega\ (t> (t - t(CM)) \quad (1)$$

$$\Delta\lambda_i = \lambda_t - \lambda_S \quad (2)$$

Угловая скорость ω_S может быть найдена по вспышкам, так как вспышки трассируют движение группы. Среднее долготное смещение вспышек R_λ по отношению к группе пятен рассчитывалось по формуле:

$$R_\lambda\ (\varphi, t) = <\Delta\ \lambda> = (1 / n\ )\ \Sigma\ \Sigma\ [(1 / N)\ \Sigma\ (\varphi_i - \lambda_S)] \quad (3)$$

где λ_i – долгота вспышки, λ_S – долгота группы, приведенная к моменту вспышки согласно формуле (1). N – число вспышек в группе пятен, n – число групп пятен. Суммирование в (3) ведется сначала по всем вспышкам в группе (i), а затем по всем группам (s) в интервале диаграммы. Регулярная картина долготных смещений $\pm R_\lambda$ вспышек относительно пятен интерпретируется в рамках эффекта аберрации. Рис. 2 показывает долготные смещения вспышек в зависимости от широты группы по данным 6100 вспышек (сумма полушарий) (1980–1983 гг.).

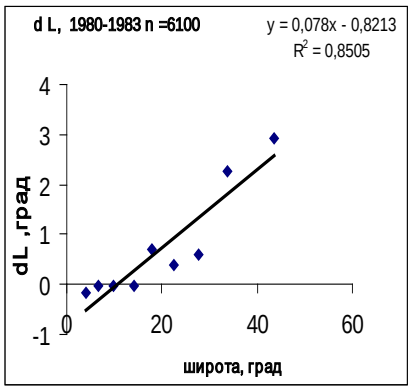


Рис. 2. Долготное смещение вспышек за 4 года (1980–83). Видно, что на широтах 40–20° смещение положительно, а на низких (≈10°) отрицательно.

Аберрационный эффект основан на двух факторах: на конечной скорости триггерного возмущения V, идущего от центра диаграммы, и переносного смещения групп пятен на данной широте φ, в которых наблюдаются вспышки. Угол аберрации света β имеет вид:

$$\text{tg}\ \beta = V / C, \quad (4)$$

где V – скорость наблюдателя, C – скорость света (возмущения). В нашем случае $V = V(\varphi) - V(\varphi_o)$, где φ – широта вспышки, φ_o – широта источника возмущения. Согласно [2] смещение R составляет ~1° на широте 0°и +3° на широте 40°. Принимая $\varphi - \varphi_o = 15°$, имеем tg β ~0,1. Это соответствует углу аберрации ~ 6°. Полагая $\varphi_o = 15°$, $\cos\varphi_o = 0{,}966$ для центра диаграммы и $\varphi_o = 30°$, $\cos\varphi = 0{,}819$ для периферии и, подставляя соответствующие су-

точные угловые скорости по стандартной модели вращения Солнца в (4), получим оценку C ~ 1,6 ~2 км/с. Таким образом, скорость триггерных возмущений, определенная по углу аберрации (~ 8°), составляет 1–2 км/с.

Кинематическая схема триггера вспышки

На рис. 3 приведена кинематическая схема внешнего триггера вспышки. Группы пятен обозначены черными овалами. Волны возмущений от шпереровского эпицентра показаны серыми кругами. Горизонтальными стрелками (вправо) показаны угловые скорости вращений ω для низкоширотной группы (внизу), центральной зоны и высокоширотной группы (вверху). Приходящее возмущение дает смещения по широте, направленные друг к другу (вертикальные линии). Из-за дифференциального вращения возмущение будет отставать от низкоширотной группы (белая стрелка влево) и упреждать высокоширотную группу (стрелка вправо). Серые овалы – места локализации вспышек. Угол β – угол вспышечной аберрации.

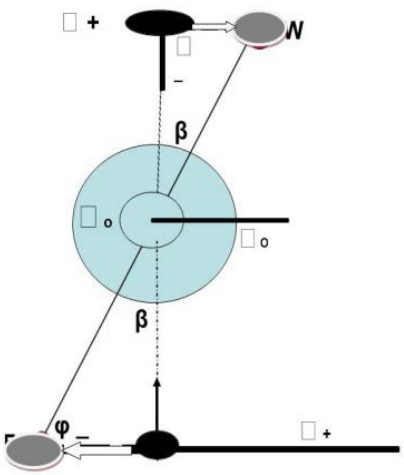


Рис. 3. Кинематическая схема триггера вспышки.

Центральная зона пятнообразования выявляется вектором вспышек R(φ, t) на «баттерфляй» диаграмме, рис. 1. В соответствии с принципом относительности в физике, систематические смещения вспышек в группах в направлении на центр диаграммы “бабочки” указывает на действие дополнительных сил, исходящих из шпереровского «φ – t» эпицентра.

Следовательно, в пространстве королевской зоны пятен должно действовать некоторое кинетическое возмущение, исходящее от эпицентра Шпёрера. В качестве кинетического агента может фигурировать модель волн цунами от всплывающих магнитных полей [3].

Долготные диаграммы вспышек R_λ обнаруживают эффект долготной аберрации, рис. 3. По углу аберрации β ~6–8° скорость внешнего кинетического возмущения оценена как ~ 1,5 км /с.

В связи с обнаруженной анизотропией вспышек не исключено, что существующие модели вспышек требуют существенной модификации с учетом внешнего триггера или внешнего источника энергии во вспышках.

Литература

1. Quarterly Bulletin on Solar Activity. Publication Tokio Astronomical Obs. – UNESCO. Vol. 22 (1980). Vol. 25 (1983). Pp. 1–69.
2. *Kasinsky V.V.* The spatial anisotropy of flares with respect to sunspot groups and vector butterfly diagrams in solar activity cycles 17–20 // Astronomical and astrophysical Transactions. Gordon and Breach sci. publish. 1999. Vol. 17. Issue 5. P. 341–350.
3. *Kasinsky V.V., Krat V.A.* On the solar tsunamy // Solar Physics. 1973. Vol. 31. P. 219–228.

ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОТУБЕРАНЦЕВ

Ким И.С., Алексеева И.В., Попов В.В., Суюнова Э.З.
ГАИШ МГУ, Москва, Россия

SOLAR ACTIVITY CYCLE FROM OBSERVATIONS OF PROMINENCE MAGNETIC PARAMETERS

Kim I. S., Alexeeva I.V., Popov V.V., Suyunova E.Z.
Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Searching for cyclic variations of prominence magnetic parameters are based on circular and linear polarization in prominences carried out in 1963–1989 by several groups. Magnetic field strengths in quiescent prominences vary out of phase with the cycle of sunspots. Maximum field strengths seem to occur during the pre-minimum epoch. The importance of polarimetric observations is noted for cyclic prominence magnetic research. Total solar eclipse linear polarimetry in prominences is used to estimate prospects for synoptic non-eclipse coronagraphic linear polarimetry. The diameter of primary optics of a coronagraph and the width of a narrow-band filter are indicated for reliable 2D linear polarimetry.

1. Введение

Магнитная диагностика в протуберанцах основана, как правило, на анализе эффектов Зеемана (круговая поляризация – I и V параметры Стокса) и Ханле (линейная поляризация – I, Q, U параметры Стокса). Напомним, что зеемановское расщепление в этих структурах на 3–4 порядка меньше ширины линии. Магнитные измерения в протуберанцах проводятся эпизодически вследствие технических проблем регистрации "слабых" магнитных полей вблизи лимба Солнца. Поэтому вопрос о вариациях магнитных характеристик протуберанцев в цикле солнечной активности остается открытым. По измерениям круговой поляризации в спокойных протуберанцах (QP) для фазы роста 20-го цикла цитируются следующие значения магнитного поля (B): среднее – 5 Гс в 1965 г. [13], медианное – 6.6 Гс в 1967 [7], среднее 7.3 Гс (медианное значение – 6.9 Гс) в 1968–1969 гг. [14]. Измерения линейной поляризации в 120 QP на фазе роста 21-го цикла показали рост B от 6 Гс в 1976 г. до 12 Гс в 1979 г. [12]. Прямая зависимость B от чисел Вольфа была отмечена в [8]. Отметим, что длительность наблюдений не превышала 2–3 месяца, что сопоставимо с длительностью флуктуаций солнечной активности.

Ниже представлен анализ измерений B и $B_{//}$ (продольного поля), выполненных в 1964–1990 гг. несколькими группами (часть 2), отмечена необходимость синоптических поляриметрических измерений для получения информации о вариациях в цикле солнечной активности. Наш опыт широкополосной линейной поляриметрии Hα-протуберанцев во время

полных солнечных затмений (ПСЗ) использован для оценок ширины фильтра и диаметра первичной оптики коронографа, обеспечивающих внезатменную линейную поляриметрию протуберанцев в цикле солнечной активности (часть 3).

2. Вариации B и h в цикле солнечной активности

Анализ выполнен для QP, отобранных по следующим критериям: локализация над линиями раздела полярностей крупномасштабного магнитного поля, удаленность 1 от активных областей, волокна на диске, на лимбе – протуберанцы с высотами более 30″ (угловых секунд, 1″ ≈ 725 км), имеющие тонкую вертикальную структуру. Средние значения $B_{//}$ или B для наблюдательных периодов других авторов определялись на основе рисунков и таблиц, представленных в [1, 5, 7, 12–14]. Синоптические карты ГАО РАН и Solar Geophysical Data использовались для определения угла β между длинной осью волокна и лучом зрения. Вектор магнитного поля в QP расположен параллельно поверхности Солнца и $\alpha < 25°$ (угол между длинной осью волокна и вектором поля). Известны зависимость $B_{//}$ от β [11], значительные вариации B по протуберанцу и для подклассов QP.

Поэтому были выбраны QP, для которых $0° < \beta < 30°$. Немонотонный характер распределений по $B_{//}$ обусловил применение средних, а не медианных значений. Для периода 1979–1989 гг. мы использовали $B_{//}$, полученные на магнитографе Г.М. Никольского [2–4]. Измерения в каждой “точке” протуберанца выполнялись, как минимум, 3 раза для получения среднего значения в каждой точке, используемой в дальнейшем для вычисления среднего значения $B_{//}$ для каждого протуберанца и затем среднего значения $B_{//}$ для каждого наблюдательного периода: 99 QP с $0° \le \beta \le 30°$, в которых выполнено около 1000 измерений.

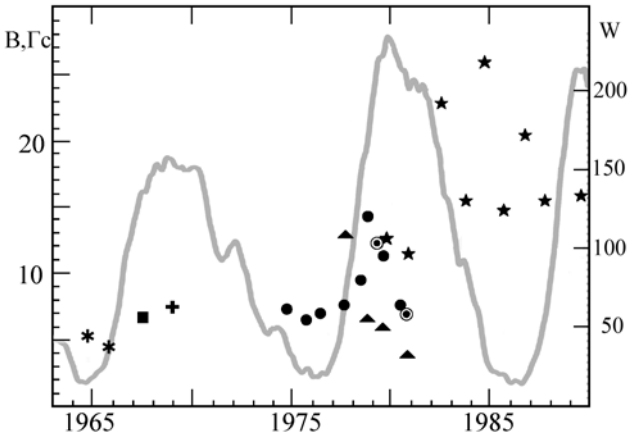


Рис. 1.

Для вышеуказанного подкласса QP $B \approx B_{//}$. Вариации B в 1964–1989 гг. представлены на рисунке 1: ✱ – [13], ■ – [7], ✚ -[14], ● – [12], ⦿ – [5],

▲ – [1], ★ – измерения на магнитографе Г.М. Никольского, серая кривая – сглаженные числа Вольфа (<http://sids.be/silso>). Отметим, что измерения *B*, выполненные в 1978–1980 гг. разными группами с использованием различных методов, достаточно хорошо согласуются. Величина магнитного поля QP изменяется не в фазе с активностью солнечных пятен, максимальные значения наблюдаются на фазе спада.

Известно, что максимальная наблюдаемая высота протуберанца, *h*, рассматривается как магнитный параметр. Согласно нашему анализу, основанному на хорошем статистическом материале для 16-го цикла солнечных пятен, относительное количество протуберанцев с $h < 20''$ изменяется не в фазе с циклом солнечных пятен (максимум приходится на эпоху спада), в то время как коэффициент корреляции с рекуррентными потоками солнечного ветра составляет 0.83 [10]. Напомним, что такие протуберанцы наблюдаются над формирующимися линиями раздела полярности крупномасштабного магнитного поля Солнца.

3. Фильтровая линейная поляриметрия

Шум, обусловленный фоном неба, инструментальным фоном и излучением коронального континнума (*Isky* + *Istray* + *Icont*), является основным фактором, препятствующим успешной регистрации параметров Стокса вблизи лимба [9]. **Во время полных солнечных затмений (ПСЗ)** этот вклад минимален. Поляризационные фильмы, полученные через красный фильтр (FWHM = 40 nm, λmax = 637 нм) во время ПСЗ 29.03.2006 г. в Турции, использовались для получения 2D распределений степени поляризации [p], угла поляризации [χ] и знака χ, которые мы называем поляризационными изображениями по аналогии с привычными изображениями (2D распределения I параметра Стокса). На рисунке 2 представлены p-, χ и знак χ-изображения для W-протуберанца. Показаны

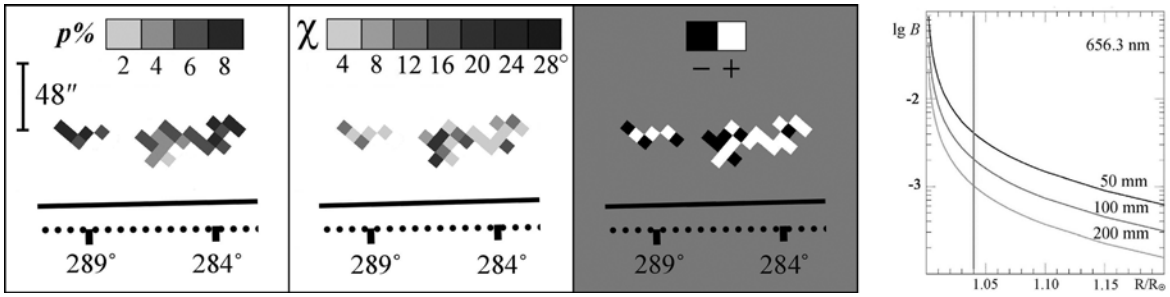


Рис. 2.

шкалы, лимбы Луны (черный контур) и Солнца (пунктир), позиционные углы. Поляризационное разрешение – [8″×8″]. Отклонения плоскости линейной поляризации от тангенциального к лимбу Солнца направления по часовой стрелке показаны белым цветом и обозначены знаком “+”, отклонения против часовой стрелки – черным цветом и знаком “–”.

Значения p и χ согласуюся с внезатменными измерениями [6]. Сравнение знака χ-изображения, выявляющего наличие обеих полярностей в протуберанце, с результатами других авторов невозможно ввиду отсутствия таковых.

Оценим **перспективы "внезатменной" фильтровой 2D линейной поляриметрии Hα-протуберанцев** средней яркости ($W \approx 10^{-2}$) на высокогорных обсерваториях ($Isky \leq 5 \times 10^{-5}$), используя выражение для контраста C, полученное по наблюдениям во время ПСЗ, и расчеты

$$C \approx \frac{W_{656.3}}{(I_{stray} + I_{sky} + I_{cont}) \cdot FWHM} > 25$$

инструментального фона, обусловленного дифракцией на входной апертуре диаметром 50, 100 и 200 мм (рисунок 2, справа). Вертикальная линия соответствует типичной высоте QP (40″). Корректное применение метода Лио обеспечит снижение инструментального фона в 50 раз.

Коронограф полного лимба с диаметром первичной оптики ≥ 100 мм, фильтр с FWHM ≤ 0.4 нм и поляроид обеспечат уверенную 2D линейную поляриметрию Hα-протуберанцев. Согласно "затменным" наблюдениям длительность регистрации < 30 с, длительность обработки < 1 часа.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 14-02-01225.

Литература

1. *Башкирцев В.С., Машнич, Г.П.* 1987, Препринт СибИЗМИР, №7.
2. *Клепиков В.Ю.* 1999, Кандидатская диссертация, ИМИРАН.
3. *О Ен Ден*, 1977. Кандидатская диссертация, ИЗМИРАН.
4. *Степанов А.И.* 1989, Кандидатская диссертация, ИЗМИРАН.
5. *Athay, G., Querfield, C.W., Smartt, R.N., Landi Degl'Innocenti, E., Bommier, V.* 1983, Solar Phys., **89**, 3.
6. *Bommier, V., Landi Degl'innocenti, E., Leroy, J.-L. et al.* 1994, Solar Phys. 154, 231.
7. *Harvey, J.W.* 1969, NCAR Co. Thesis No.17, Univ. of Colo., Boulder.
8. *Hirayama, T.* 1985, Solar Phys., **100**, 415.
9. *Kim I.S., Alexeeva I.V., Bugaenko O.I., Popov V.V., Suyunova E.Z.,* 2013, Solar Phys., **288**, 651.
10. *Kim I.S., Krussanova N.L., Alexeeva I.V., Smartt R.N.* 1998, Radiophysics and Quantum Electronics, **41**, № 2, 94.
11. *Kim, I.S.* 1990, Lect. Notes Phys., **363**, 49.
12. *Leroy, J.L., Bommier, V. and Sahal-Brechot, S.* 1983, Solar Phys., **83**, 135.
13. *Rust, D.* 1966, NCAR Co. Thesis, Univ. of Colo., Boulder.
14. *Tandberg-Hanssen, E.* 1974, Solar Prominences, D. Reid. Publ. Co, Dordrecht, Holland.

LANGMUIR PROBE MEASUREMENTS ABOARD THE INTERNATIONAL SPACE STATION

Kirov B.[1], Asenovski S.[1], Bachvarov D.[2], Boneva A.[2], Grushin V.[3], Georgieva K.[1], Klimov S.I.[3]

[1]SRTI-BAS, Sofia, Bulgaria
[2]IICT-BAS, Sofia, Bulgaria
[3]IKI RAS, Moscow, Russia

ИЗМЕРЕНИЯ ЗОНДОМ ЛЕНГМЮРА НА БОРТУ МЕЖДУНАРОДНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ

Киров Б.[1], Асеновски А.[1], Бачваров Д.[2], Бонева А.[2], Грушин В.[3], Георгиева К.[1], Климов С.И.[3]

[1]ИКИТ-БАН, София, Болгария
[2]ИИКТ-БАН, София, Болгария
[3]ИКИ РАН, Москва, Россия

В настоящей работе мы описываем работу прибора Зонд Ленгмюра на борту Международной космической станции. Этим прибором определяются параметры термальной плазмы – электронная температура и концентрация электронов Ne и ионов Ni в окрестности станции. Тем же прибором измеряется и потенциал корпуса относительно плазмы. Прибор расположен на около 1,5 м от поверхности станции на российском модуле «Звезда», который находится в самой удаленной точки, смотря по вектору скорости. Кроме того прибор экранируется от набегающего (по вектору скорости) потока плазмы модулем Multi-Purpose Laboratory (MLM). Измерения показали, что в этой зоне концентрация плазмы на 2 порядка меньше, чем в невозмущенной зон. Потенциал корпуса колеблется между 3 и 20 вольта, но всегда отрицателен относительно плазмы.

Introduction

The Langmuir probes LP are part of the international Plasma-Wave Complex (PWC) “OBSTANOVKA” experiment aboard the International Space Station (ISS). The purpose of the PWC experiment is regular measurements of the wave and plasma parameters near the surface of the Russian module of the ISS – monitoring of the surface charging, noise and perturbations caused by ISS and its various experiments. PWC consists of several instruments [1]. Two of them are the Langmuir probes LP1 and LP2 which are designed and manufactured by Bulgarian scientists.

The Langmuir probe is one of the classical instruments for plasma diagnostics [2] and among the first space-borne instruments. Langmuir probes have been successfully used aboard a number of rockets and satellites for in situ measurements of thermal plasma parameters in the terrestrial ionosphere [3], at other planets [4] and comets [5].

In general, a Langmuir probe can be any conducting body introduced into the plasma. Voltage is applied to the probe, changing over a certain range, and the probe current is measured. The dependence of the probe current on the voltage is usually referred to as "probe characteristic" or "volt-ampere curve" (Fig. 1). The plasma parameters are derived from the form and amplitude of this volt-ampere curve.

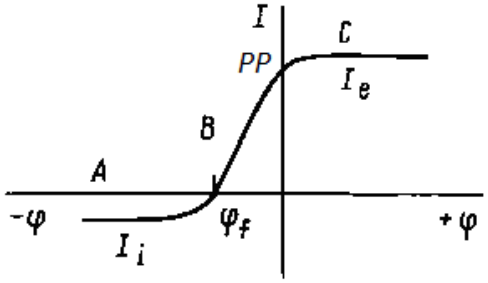


Fig. 1. A typical volt-ampere curve from the cylindrical Langmuir probe.

Effect of shading

The ion concentration Ni measured by LP1 on 23.04.2013 does not exceed 4.10^{10} m^{-3} (Fig. 2) while the concentration obtained by ground-based data and measured by NLP instrument [6] at the same time is around 1.10^{12} m^{-3}.

The difference is due to the fact that NLP is located in the front part of the station and all measurements are performed in undisturbed plasma. On the other hand LP1 is located on “Zvezda” module in the backside of the station, and just in front of LP1 along the velocity vector is the MLM module, which actually leads to a significant decrease of the plasma density in the vicinity of LP1. Such a decrease of the plasma density in the shadow of a space vehicle was shown in 1965 [7].

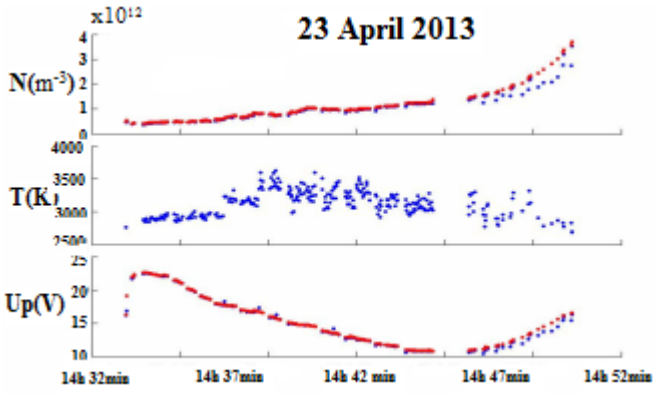


Fig. 2. Ion concentration Ni – *upper panel*, electron temperature Te – *middle panel*, and flowing potential Up – *bottom panel* measured on 23 April 2013 by LP1.

Effect of eclipse exit

When the ISS crosses the eclipse, the observations show a jump of the floating potential. In the case shown in Fig. 3 the potential Up(V) (third panel) suddenly changed from 10 to 25V (i.e. the floating potential of the station became –25V). According to our American colleges [6] such a jump is caused by

"charging due to additional electron collection on the exposed edges of solar cells".

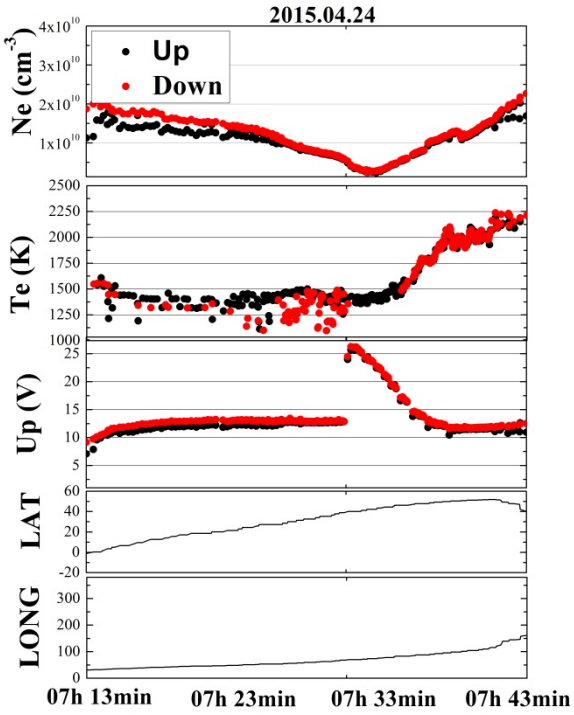


Fig. 3. Ne (cm^{-3}) – *upper panel*; Te (K) second panel; Up (V) – *third panel*; orbital parameters – *bottom two panels*.

Effect of the Equator crossing

Over the Equator area there are regions with high plasma concentration. One example is shown in Fig. 4. Here the station crosses the Equator at 14:25. The station enters a region of high concentration (upper panel in Fig. 4) which leads to a sharp drop in the flowing potential.

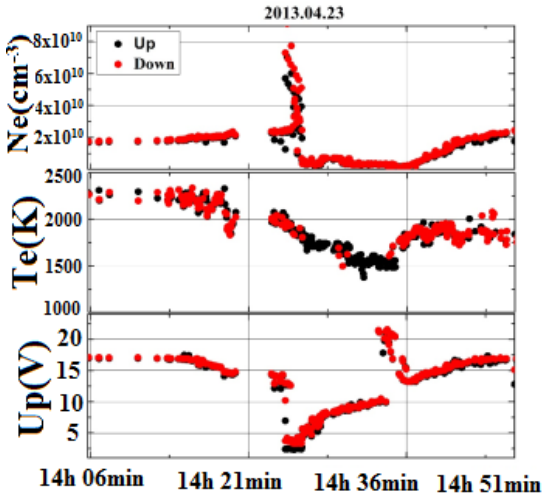


Fig. 4. Plasma concentration (*upper panel*), electron temperature (*middle panel*), and flowing potential (*bottom panel*) during the Equator crossing.

Variation of the Flowing potential during a geomagnetic storm

On 23.04.2013, a high speed solar wind stream (HSS) reaches the Earth and causes a geomagnetic storm. Kp starts to increase in the early hours of 23.04.2013 (Fig. 6), while Dst increases a couple of hours later. At the same

time the flowing potential jumps from –10 to –15V (Fig. 5). Dst drops around 21:00 UT.

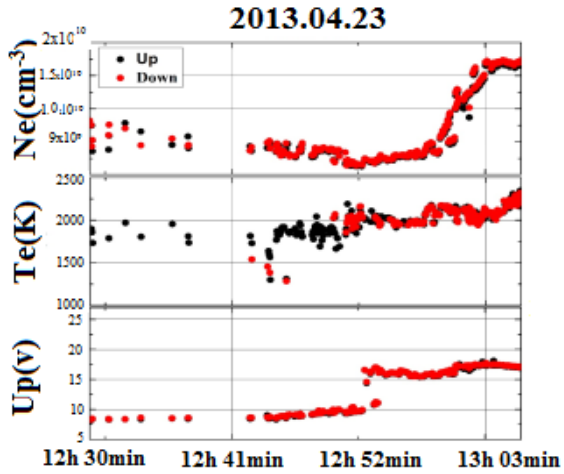


Fig. 5. Variations of the plasma parameters and spacecraft potential around noon UT on 23.04.2013: Ni (*upper panel*), Te (*middle panel*), Up (*bottom panel*).

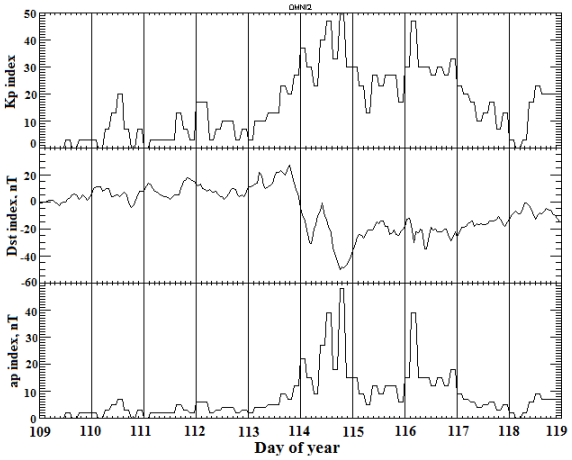


Fig. 6. The geomagnetic storm on 23.04.2013: Kp-index (*upper panel*), Dst-index (*middle panel*), Ap-index (*bottom panel*).

Conclusions

Because of the big size of the International Space Station and its complex shape, the plasma density in its vicinity can differ by as much as two orders of magnitude.

In spite of the differences in the plasma density in different locations, their variations are similar.

The spacecraft potential is always negative with respect to the plasma and varies between 0 and –25 V.

The spacecraft potential can change sharply during passages of the eclipse and the equatorial anomaly, and at the beginning of geomagnetic storms.

References

1. *Климов, С.И., Корепанов, В.Е.* Космічна наука и технология, 10 (2/3), 81–86, 2004.
2. *L.R. Mott-Smith, I. Langmuir*. Phys. Rev. 28 (4), 1926, 727–763.
3. *Brace, L.H.* In: Pfaff, R.F., Borovsky, J.E., Young, D.T. (Eds.), Geophysical Monograph 102. AGU, Washington, DC USA, 23–35, 1998.
4. *J.P. Krehbiel, L.H. Brace, R.F. Theis, et al.* J. Geophys. Res. GE-18, 1980, 49–54.
5. *R. Grard, H. Laakso, A. Pedersen, J.G. Trotignon, Y. Mikhailov*. Ann. Geophys. 7, 1989, 141–149.
6. *A. Barjatya, C.M. Swenson, D.C. Thompson, K.H. Wright.* Jr. Rev. Sci. Instrum. 80, 041301(1–11), 2009.
7. *Brace, L.H., N.W. Spencer, A. Dalgarno.* Planet. Space Sci. 1965, 3 647–666.

ХАОТИЧНОСТЬ И ДЕТЕРМИНИЗМ В ДИНАМИКЕ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Киселев Б.В.
СПбФ ИЗМИРАН, Санкт-Петербург

CHAOTIC STATE AND DETERMENISM IN DYNAMICS OF SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITY

Kiselev B.V.
SPbF IZMIRAN, St. Petersburg

Solar and geomagnetic activities are studied from the point of view of generalized Brownian motion. R/S analysis (Hurst exponent) and data distribution function view were used. It was found that Solar indices are normally distributed dependent values. Geomagnetic indices are independent sustainable values and distributed exponentially.

Введение

Одним из перспективных методов анализа динамики можно назвать статистический R/S-анализ, созданный Г. Харстом [1], как итог изучения данных годичных стоков Нила, подробнее в [2]. Пусть $x_1,...,x_n$ — значения ряд. Отклонение X_k за k последовательных интервалов от среднего, подсчитанного по данным за n интервалов, есть величина $X_k - \frac{k}{n} X_n$, Обозначим $R_n = \max\limits_{k \le n}\left(X_k - \frac{k}{n} X_n \right) - \min\limits_{k \le n}\left(X_k - \frac{k}{n} X_n \right)$ как размах, определяющий степень отклонения комулятивных величин X_k от их среднего значения, а S_n как эмпирическое стандартное отклонение. Тогда $R_n/S_n \sim cn^{\mathrm{H}}$, где c – некоторая константа, а H – показатель Харста. Mandelbrot and Ness [3] ввели понятие фрактального броуновского движения с условием 0 < H < 1.

1. H = 0.5. Ряд случаен. Память о предшествующих событиях отсутствует. Гауссова последовательность независимых случайных величин.

2. 0<H<0.5. Сильная перемежаемость последовательных значений. Если мы наблюдаем в какой-то момент рост, то в следующий момент с большой вероятностью будет спад и наоборот. При H→0 процесс более устойчив. 3.0.5<H<1.0. Ряды трендоустойчивы, персистентные.

При этом возникает проблема проверки двух гипотез:

а) значения временного ряда нормально распределены, но зависимы. Предполагается наличие интервалов регулярного поведения, (памяти), что приводит к теории фрактального броуновского движения.

б) значения временного ряда являются независимыми устойчивыми случайными величинами. Это влечет за собой наличие «тяжелых хвостов»

в частотной вероятностной области распределения. Мерой устойчивости служит показатель α = 1/H. Функция распределения имеет степенную зависимость. В этом случае возникает необходимость построения и анализа функций распределения значений исследуемых рядов.

Результаты анализа данных

Анализировались суточные значения аа-индекса и числа солнечных пятен с 1868г., месячные значения солнечных пятен с 1749 года, площадь солнечных пятен с 1874 года, Dst-индекс с 1957 года

Поскольку нами исследуется динамика солнечной и геомагнитной активностей с позиции обобщенного броуновского движения, заметим, что броуновское движение характеризуется координатой броуновской частицы в некоторой системе координат и величиной смещения. Принимаем значения временного ряда как координаты, а модуль приращений | Xn – Xn+1| как смещение броуновской частицы.

На рис. 1а приведены R/S-графики для аа-индекса и числа солнечных пятен. В целом (не обращая внимание на некоторые отличия) можно говорить о подобии R/S-графиков. Вертикальными линиями на рис. 1а, обозначены смены тенденции, которые происходят синхронно. Отличия наблюдаются в значениях показателя Харста H. Для аа-индекса H = 0,81, для приращений значений аа-индекса H = 0,77. Для ряда суточных значений числа солнечных пятен H = 0,93, для приращений H = 0,85.Для приращений значения H несколько меньше, чем для исходных рядов, по-видимому, происходит удаление линейного тренда. Значения показателя Харста различны, но они попадают в интервал 0,5–1.0, что приводит к необходимости построения функций распределения.

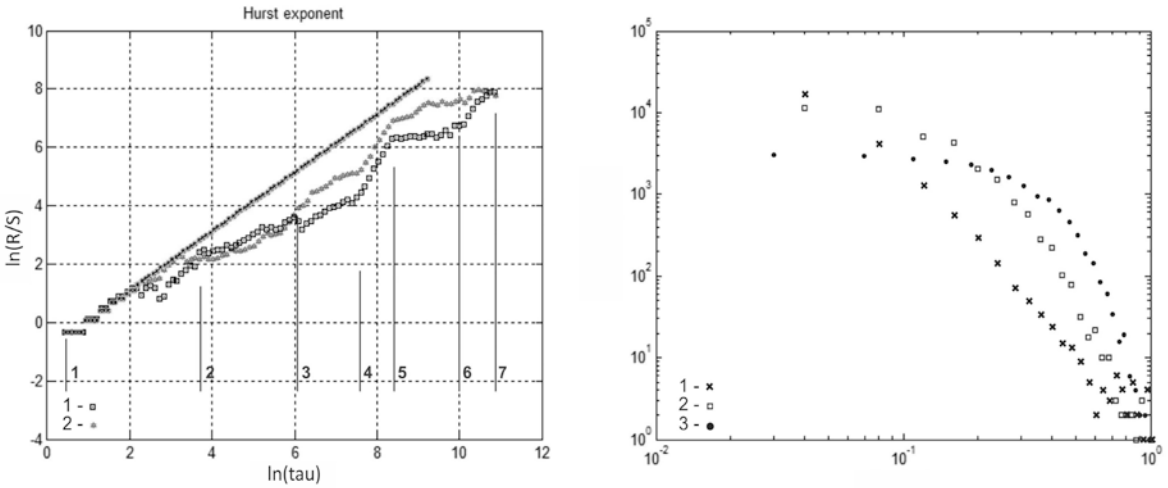


Рис. 1. а – R/S графики для аа-индекса (1), солнечных пятен (2), прямая H = 1, функция Вейерштрасса-Мандельброта; **б** – функции распределения для приращений аа-индекса (1), солнечных пятен (2), нормальное распределение (3).

Соответствующие функции распределения для аа-индекса и пятен приведены на рис. 1б в логарифмических координатах, там же приведено нормальное распределение. Распределение для аа-индекса можно аппроксимировать прямой, что означает степенную зависимость и, следовательно, значения временного ряда являются независимыми устойчивыми случайными величинами, Распределение для числа солнечных пятен в большей мере соответствует нормальному распределению и, следовательно, имеется зависимость между значениями временного ряда числа солнечных пятен.

На рис. 2а приведены R/S-графики для ряда площади солнечных пятен и их приращений, фактически нет различия между R/S-графиками. Оценка значения показателя Харста дает 0,85 и 0,83. Распределения значений обоих рядов в логарифмическом масштабе совпали по точечно, рис. 2б. и имеют вид нормального распределения.

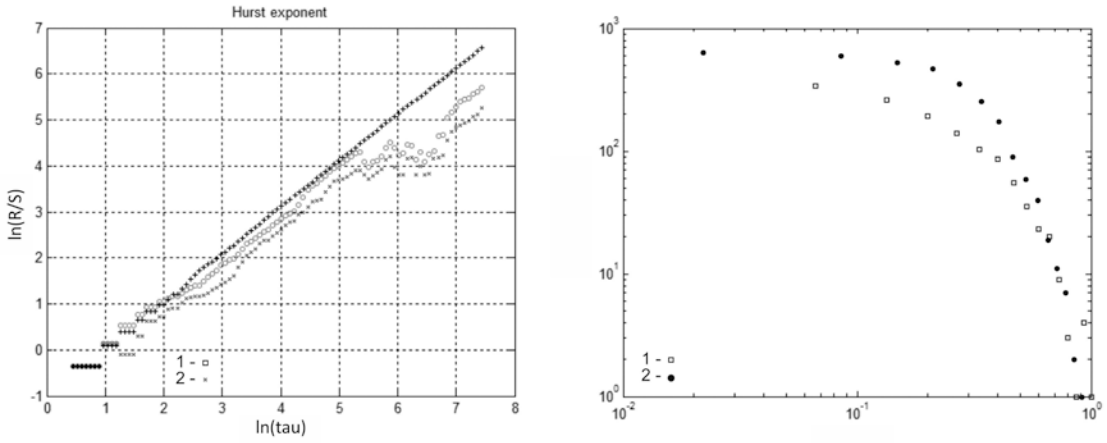


Рис. 2. а – R/S-графики площади солнечных пятен (кружки), для приращений (крестики), прямая H = 1 функция Вейерштрасса-Мандельброта; **б** – распределения для площади солнечных пятен (кружки), нормальное распределение (точки).

На рис. 3 показаны распределения месячных значений числа солнечных пятен и их приращений. Значения показателя Харста 0,89 и 0,77 соответственно. Легко убедится, что и в этом случае распределения имеют нормальную форму, как для самого ряда солнечных пятен, так и для приращений.

Для Dst-индекса функции распределения строились для годовых интервалов. Их анализ показал, что функция распределения или целиком проявляет степенную зависимость, или степенная зависимость проявляется для больших значений. На рис. 4 приведены в двойном логарифмическом масштабе распределения значений модуля приращений Dst за 1984 и 2005 годы и вид нормального распределения. Показател H за 1984 г. для Dst H = 0,88, для модуля приращений H = 0,76; за 2005 г. для Dst H = 0,86, для модуля приращений H = 0,73; для всего периода с 1957–2011 г. для Dst H = 0,84, для модуля приращений H = 0,79. Распределение приращений Dst для 2005 г. представляет собой прямую, что означает степенную зависи-

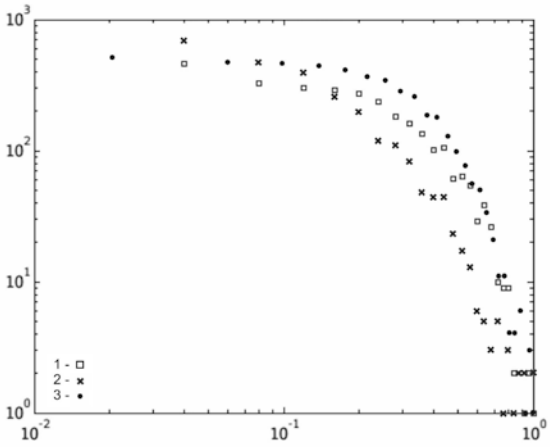


Рис. 3. Распределение месячных значений числа солнечных пятен с 1749 г. (1), их приращений (2), нормальное распределение (3).

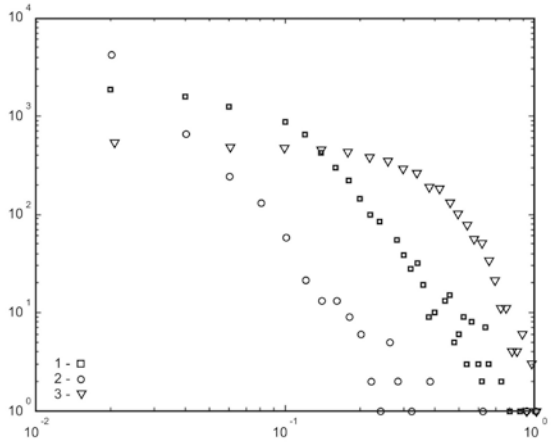


Рис. 4. Распределения приращений Dst для 1984 г. (1), 2005 г. (2), нормальное распределение (3).

мость. Для 1984 г. форма распределения занимает как бы промежуточное положение, для малых значений амплитуды (0–0,2 от максимума) можно говорить о нормальности распределения, для значений амплитуды 0,2–1.0 от максимума можно говорить о степенном распределении. Год 2005 более возмущен, чем 1984. Модуль приращений Dst за все 55 лет имеет степенное распределение.

Выводы

Обнаруженные закономерности в поведении индексов солнечной и геомагнитной носят устойчивый характер. Значения показателя Харста во всех случаях отличаются незначительно и попадают в интервал $0{,}5<H<1{,}0$, но функции распределения сильно отличаются. И можно сказать, что:

1. Значения временного ряда, характеризующие солнечную активность, нормально распределены, но зависимы.
2. Значения временного ряда, характеризующие геомагнитную активность, являются независимыми устойчивыми случайными величинами.
3. Различия в функциях распределений, по-видимому, определяются геометрией взаимодействий потоков плазмы от солнца с магнитосферой земли, вращением Солнца и сложной конфигурацией орбиты Земли.

Литература

1. *Hurst H*. Trans. of American society of cvilengineers, 1951. V. 116, P. 770.
2. *Федер Е*. Фракталы. М.: Мир, 260 с. 1991.
3. *Mandelbrot B.B., Ness J.W.,* SIAM rewiew. 1968, v. 10, p. 422.

ДИАГНОСТИКА ЦИКЛИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТЫ ВРЕМЕННОГО РЯДА

Князева И.С.[1], Наговицын Ю.А.[1,2], Уртьев Ф.А.[1]

[1]ГАО РАН, Санкт-Петербург
[2]ГУАП, Санкт-Петербург, Россия

DIAGNOSIS OF CYCLICAL COMPONENTS OF TIME SERIES

Knyazeva I.S.[1], Nagovitsyn Yu.A.[1,2], Urtiev F.A.[1]

[1]Pulkovo Observatory, St. Petersburg
[2]St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

Detection of deterministic component of time series with noise is a common problem in the task of modeling of climate series, extraction of sun-related component in geophysical time series and analysis of chaotic dynamic of solar activity. At the last case, the main task is the finding of recurrent orbits, which leads by suggestion about strange attractor existence. Even when the specific period is seeking the noise from the different sources are made the choice of proper filter very complicated. There very popular method summation with trial period very sensitive to the length of data. At this article we would like to describe the method based on combination of embedding ideas and topological data analysis. The methods focused not on the estimation of length of periodicity, it answers on the questing "is there are specific period of length L in the data". As a result there is score factor for the seeking period is estimated, which takes values from 0 (absolutely periodic signal) to 1 (non periodic). We applied this approach for estimation the long-time periodicity in the sun spot area reconstruction and for 11 year component in atmospheric 14C. In both case, there are no obvious periodicity, but the score factor is rather low, what could be treat as another evidence of existence long-periodic cycles in the sun activity and presence of sun component at the ^{14}C data.

Выявление детерминированной компоненты из временных рядов загрязненных шумами представляет собой задачу, которая часто встречается при моделировании климатических изменений, при анализе хаотической динамики солнечной активности, или выделении гелио-обусловленного сигнала в проблеме солнечно-земных связей. Предположение о существовании странного аттрактора влечет поиск рекуррентных орбит, составляющих его «скелет». Даже в случае, когда ищется предполагаемый период, шумы произвольной природы затрудняют выбор оптимального фильтра. Для наиболее простой, но эффективной процедуры суммирования пробных периодов обычно не хватает длины ряда. В данной статье мы описываем метод, основанный на комбинации топологического вложения ряда в евклидово пространство подходящей размерности и метода выделения персистентного цикла методами вычислительной топологии

Мы адаптировали подход, предложенный в работе [1] для анализа геофизических индексов. Идея заключается в следующем. Рассмотрим временной ряд, в котором есть какая-то повторяющаяся, по меньшей мере,

два раза рекуррентная структура. Предполагается, что характерный временной масштаб этой структуры известен. Выберем окно, размер которого приблизительно равен периоду, и будем его сдвигать по отсчетам временного ряда, разбивая таким образом исходный ряд на фрагменты.

Предположим, что внутри окна можно определить функцию *f*, аппроксимирующую временной ряд. Выберем целое число *M* и величину шага τ. Для скользящего окна, начинающегося в момент *t*, определим точку в *M + 1* пространстве:

$$P_{M,\tau} = [f(t), f(t+\tau), ..., f(t+M\tau)]$$

Проходя по всем значениям *t*, получим целое облако таких точек в *M + 1* пространстве. Для каждой точки далее необходимо произвести нормализацию:

$$\overline{X} = \left(\frac{x - mean(x)}{\|x - mean(x)\|} \right) : x \in X$$

Эта процедура поможет устранить эффект затухания цикла, и из данных убирается возможный тренд. Также метод становится не чувствительным к амплитуде сигнала.

Оказывается, что в том случае, когда длина окна $\omega = M\tau$ примерно совпадает с длиной цикла, то облако точек в этом пространстве формирует кольцо. Для анализа структур на облаке точек существует разработанный математический аппарат, который относится к области алгебраической топологии [2]. В терминах алгебраической топологии появлению кольца в облаке точек соответствует одномерный цикл. Устойчивость этого цикла можно оценить с помощью так называемых персистентных гомологий. В рамках этого подхода каждая точка окружается шаром радиусом *r*, а затем оценивается, как меняется число связных компонент и циклов с увеличением r, и фиксируются значения, при которых исчезают или появляются новые компоненты или циклы. Удобно изображать время жизни компонент в виде отрезков или баров, их называют баркоды. Значение, соответствующее появлению компоненты, называют рождением баркода, а исчезновение – смертью. На рис. 1 изображен пример для двумерного облака точек и соответствующие баркоды для компонент связности и циклов. Циклов в облаке точек может быть много, однако, как показано в работе [1], присутствие периодической структуры проявляется в длине максимального баркода, то есть при наличии цикла мы получим большое значения максимальной персистентной пары для одномерного цикла или одномерной дыры. Чем больше это значение – тем больше присутствует периодичность в сигнале. Для точной оценки степени периодичности по длине максимального цикла авторами предложен score фактор, который принимает значение 0 для периодического ряда и 1 для непериодического для любого выбора.

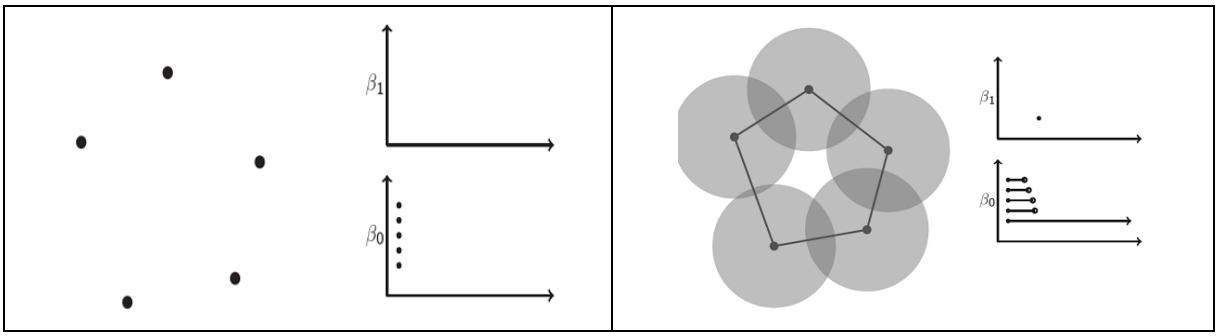


Рис. 1. Построение персистентных гомологий для облака точек.

На рис. 2 изображены проекции 15-мерного облака точек, построенных по вышеописанной процедуре для случайного ряда, для синуса и для двух реконструкций: скорости образования углерода $\Delta^{14}C$ в атмосфере [3] и реконструкции площадей солнечных пятен [4]. Видна нерегулярная структура для случайного ряда, цикл для синусоиды, и довольно регулярная структура для реконструкций.

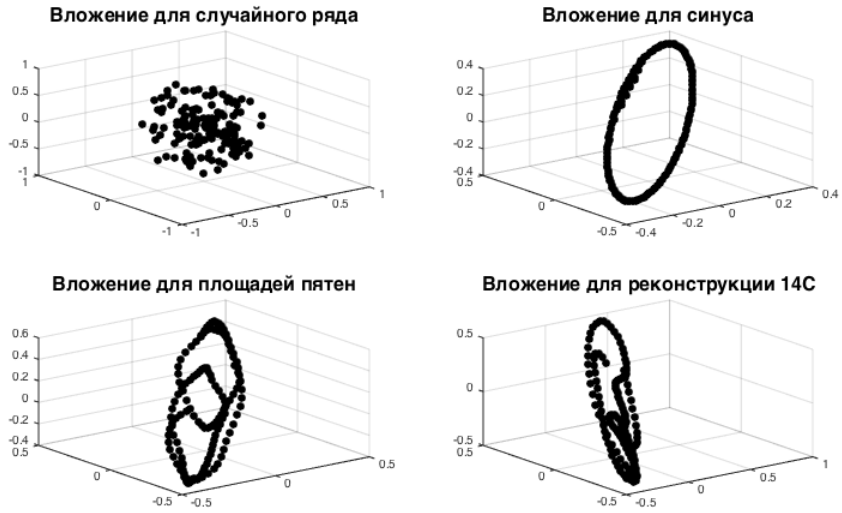


Рис. 2. Реконструкция фазового пространства временного ряда скользящим окном равным периоду для синуса, и 11 годам для площадей пятен и реконструкции ^{14}C.

В данной работе описанный выше подход поиска периодичностей был использован в двух задачах солнечной физики. Первая касается подтверждения длиннопериодических колебаний цикла солнечной активности. Для анализа была использована реконструкция площадей солнечных пятен с 1600 года Ю.А. Наговицына [3]. Существуют разные свидетельства присутствия долгопериодичных колебаний солнечного цикла от 50 до 260 лет [5]. Мы оценили score фактор для реконструкции площадей солнечных пятен для пробных периодов от 200 до 50, и получили наименьшее значение для периодов 200 и 80, что соответствует циклу Зюсса и Гляйсберга соответственно.

Вторая задача мотивирована работой [3]. В данной работе была восстановлена реконструкция скорости производства углерода $\Delta^{14}C$ в атмосфере с 1511 года путем решения обратной задачи диффузии. В такой реконструкции должна проявляться 11-летняя компонента, соответствующая циклу солнечной активности, однако поиск такой периодичности затруднен из-за присутсвия большой шумовой компоненты в данных, о чем пишут авторы. Мы использовали вышеописанный метод поиска периодичности для поиска 11-летней компоненты следующим образом. Исходная реконструкция (годичные данные) была разбита на фрагменты по 45 значений, примерно по 4 периода, и для каждого периода была получена оценка score фактор, среднее значения score фактор оказалось равным 0.47, что свидетельствует в пользу присутствия 11-летней компоненты. Об этом же свидетельствует вид проекции реконструкции на рис. 3.

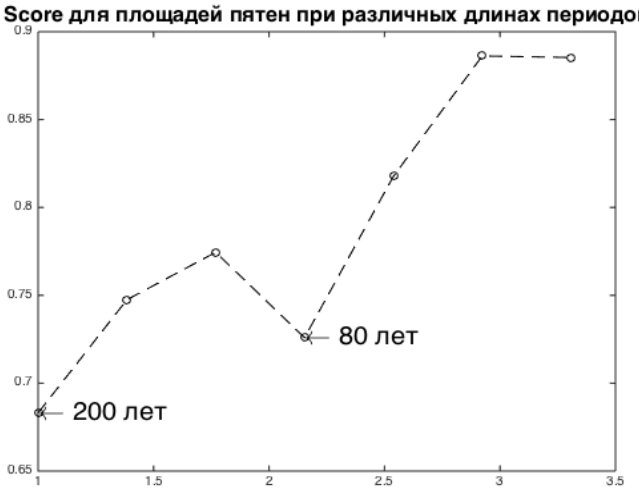


Рис. 3. Оценка score фактора при различных длинах периода для реконструкций площадей солнечных пятен.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 15-01-09156.

Литература

1. *Jose Perea and J. Harer.* Sliding Windows and Persistence: An Application of Topological Methods to Signal Analysis, FCM, 2014, ISSN 1615-3375.
2. *Edelsbrunner, H. and Harer, J.* Computational topology: an introduction. American Mathematical Soc. ISBN 0-8218-4925-5 (2010).
3. *Volobuev D.M., Makarenko N.G.* 2015, Radiocarbon Version of 11Year Variations in the Interplanetary Magnetic Field Since 1250 // Geom. and Aeron., 55, 7, pp. 938–944.
4. *Ю.А. Наговицын.* К описанию долговременных вариаций магнитного потока Солнца: индекс площадей пятен // Письма в АЖ. 2005. Т. 31 № 8. С. 1–6.
5. *Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E., Jungner H.* Long-Period Cycles of the Sun's Activity Recorded in Direct Solar Data and Proxies // Solar Physics, v. 211, Issue 1, p. 371–394. 2002.

АКТИВНЫЕ ДОЛГОТЫ В ЭПОХУ НАЛОЖЕНИЯ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ

Крамынин А.П., Михалина Ф.А.
Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН, Уссурийск

ACTIVE LONGITUDES DURING THE EPOCH OF IMPOSING OF 11-YEAR CYCLES

Kramynin A.P, Mikhalina F.A.
Ussuriisk astrophysical observatory, Ussuriisk

By data about sunspots 1874–2013 longitudinal distribution of solar activity during an epoch of imposing of 11-year cycles separately for northern and southern hemispheres of the Sun is investigated. It is shown that "active longitudes" for sunspots of an old cycle and new appear, approximately, in one same longitudinal intervals and remain during several 11-year cycles, disappear on some cycles and again arise in others in the same longitudinal intervals.

Исследование неоднородного долготного распределения солнечной активности было стимулировано поиском на Солнце источника рекуррентных геомагнитных потоков, так называемых М-областей. Многолетние исследования показали, что источником рекуррентных геомагнитных потоков являются области с открытой конфигурацией магнитного поля – корональные дыры. А на Солнце наблюдаются долготные интервалы предпочтительного появления явлений солнечной активности, которые были названы «активными долготами». Определение «активной долготы» и ее свойства в наиболее полном объеме приведены в монографии Витинского Ю.И. [1983]. В данном определении ничего не говорится о непрерывности деятельности «активных долгот». Бывают периоды, когда «активные долготы» как бы отдыхают, а затем возобновляют свою деятельность, выдавая в конечном итоге гораздо больше центров активности, чем соседние долготные интервалы. Положение «активных долгот» сохраняется в течение многих лет и даже нескольких 11-летних циклов, тогда как центры активности живут, в крайнем случае, год. В работе [Benevolenskaya, Kostuchenko, 2014] показано, что в трех рассмотренных минимумах солнечной активности появление магнитных потоков пятен как «старого», так и «нового» циклов в обоих полушариях происходит преимущественно в одной и той же выделенной полосе кэррингтоновских долгот.

Хорошо известно, что вблизи минимума солнечной активности одновременно наблюдаются пятна, принадлежащие двум соседним циклам. За 1–2 года до минимума на высоких широтах появляются пятна нового цикла, а через 1–2 года после минимума вблизи экватора исчезают последние пятна старого цикла. Наличие двух широтных зон с преимущественным

населением пятен старого или нового циклов позволяет посмотреть динамику «активных долгот» при переходе от одного цикла к другому.

В данной работе мы исследовали динамику «активных долгот» в эпоху наложения циклов №№ 11–23. Отдельно рассматривались группы солнечных пятен нового и старого циклов, северного и южного полушарий. Принадлежность групп пятен в основном определялось по широте, но если имелись данные о полярности групп, использовались эти данные.

Усреднение по времени проводилось по всему интервалу наложения циклов (в среднем около 35 месяцев) отдельно для групп старого и нового циклов, а также отдельно для северного и южного полушарий Солнца. Усреднение по долготе проводилось по 30° долготным интервалам, скользящим по кэррингтоновской долготе со сдвигом 10°. Полученные долготные распределения числа групп солнечных пятен были нормализованы по формуле $\delta n = (n_i - n_{cp})/\sigma$, где n_i – число групп пятен в i-том долготном интервале, n_{cp} – среднее значение числа групп пятен, σ – стандартное отклонение для данного долготного распределения. Результаты расчетов представлялись двумерными распределениями в виде изолиний равных значений δn в координатах номер цикла – кэррингтоновская долгота, например, см. рис. 1.

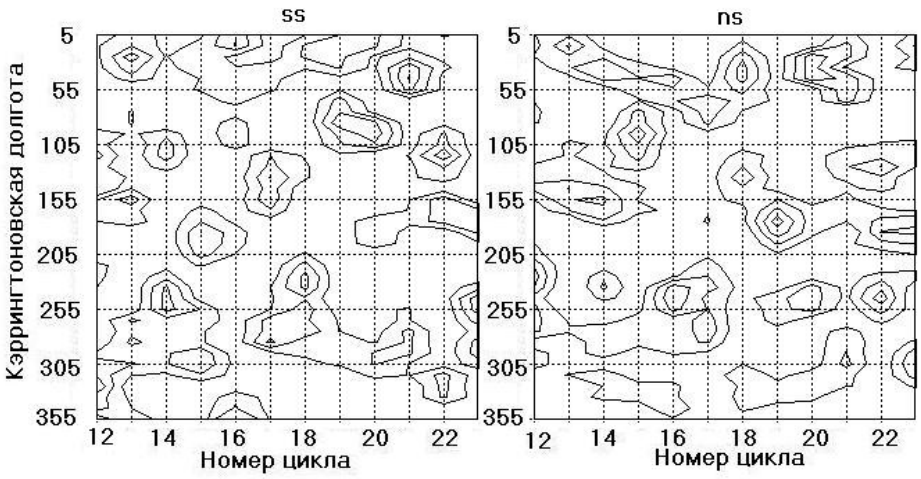


Рис. 1. Долготное распределение пятен старого (ss) и нового (ns) циклов в южном полушарии Солнца. Первая изолиния соответствует δn = 0.

На рис. 1 можно выделить, по крайней мере, два достаточно устойчивых активных долготных интервала ≈5°–55° и ≈255°–305°, которые наблюдаются как для пятен старого, так и нового циклов. Анализ всех двумерных распределений показывает, что «активные долготы» для пятен старого и нового циклов проявляются примерно в одних тех же долготных интервалах и сохраняются в течение нескольких 11-летних циклов. Точнее, они исчезают в некоторых циклах, но затем вновь возникают в тех же самых долготных интервалах в других циклах.

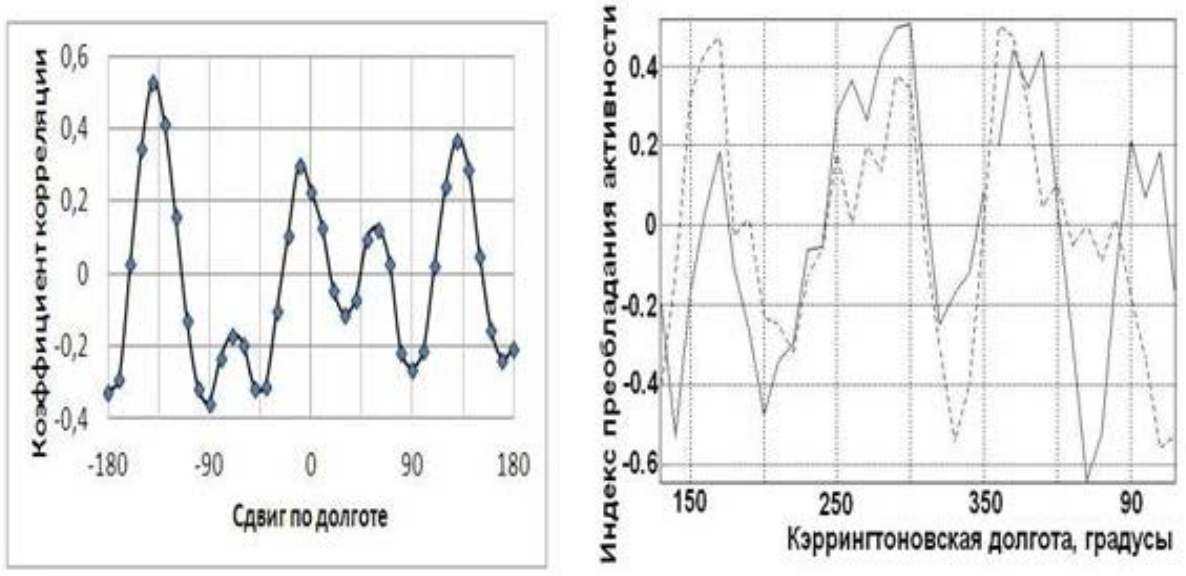


Рис. 2. Кросскорреляция долготных распределений пятен старого и нового циклов в южном полушарии – *справа*. *Слева* – усредненные за 12–23 циклы долготные распределения в южном полушарии для пятен старого цикла (пунктир) и для пятен нового цикла сплошная кривая. Кривые сдвинуты согласно кросскорреляционной функции.

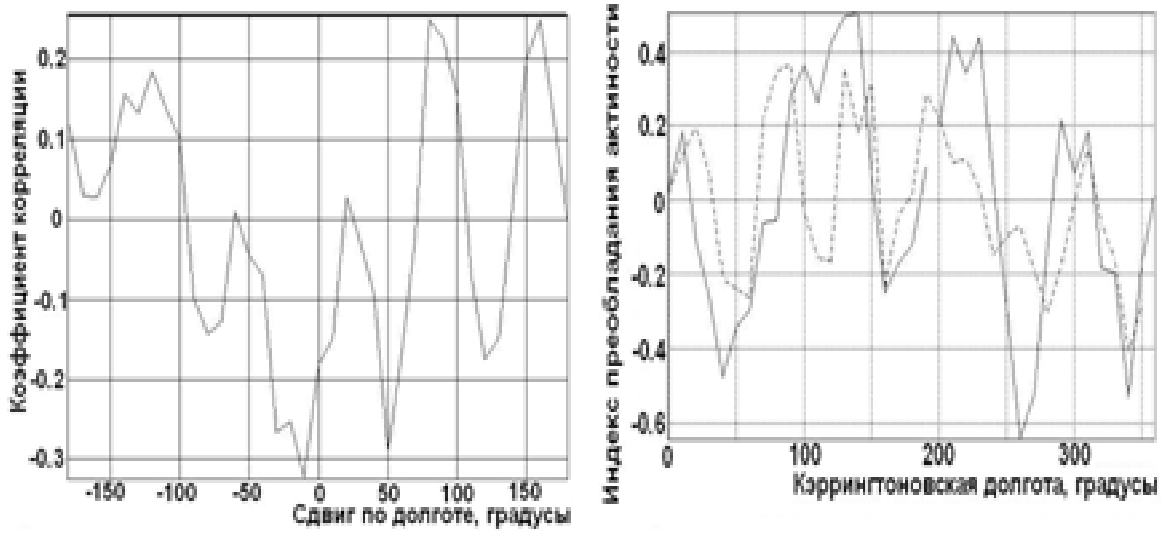


Рис. 3. Кросскорреляция долготных распределений пятен старого цикла в северном и южном полушариях – *справа*. *Слева* – усредненные за 12–23 циклы долготные распределения для пятен старого цикла в северном полушарии (пунктир), а для пятен южного – сплошная кривая. Кривые сдвинутые согласно кросскорреляционной функции на 180°.

В двумерных распределениях для пятен старого и нового циклов в северном и южном полушариях Солнца можно выделить от 2 до 4 «активных долгот». И некоторые активные долготные интервалы определенно повторяются от цикла к циклу. Сравним положение «активных долгот», которое получается для долготных распределений пятен старого и нового циклов в северном и южном полушариях при усреднение за весь период наблюдений с 12 по 23 циклы солнечной активности рис. 2 и рис. 3. Анализ этих

рисунков показывает: для долготного распределения характерно наличие 4 «активных долгот». По долготным распределениям низкоширотных пятен (старого цикла) в северном и южном полушариях достаточно хорошо проявляется антиподальность «активных долгот» (антикорреляция на рис. 3). А для высокоширотных пятен (нового цикла) рис. 2 лучшая корреляция наблюдается при сдвиге ≈90°. Положение экстремумов кросскорреляционных функций связи распределений северного и южного полушарий для пятен нового и старого циклов сдвинуты относительно 0 примерно на 40°, что, по-видимому, связано с некоторым различием скорости вращения «активных долгот».

Выводы

«Активные долготы» для пятен старого и нового циклов проявляются примерно в одних тех же долготных интервалах и сохраняются в течение нескольких 11-летних циклов. Точнее, они исчезают в некоторых циклах, но затем вновь возникают в тех же самых долготных интервалах в других циклах. Это требует механизма, синхронизирующего положение «активных долгот» от цикла к циклу. Для долготного распределения солнечной активности характерно наличие 4 «активных долгот».

Для пятен старого цикла, наблюдающихся в этот период в низких экваториальных широтах в северном и южном полушариях, характерен сдвиг на ≈180° (атиподальность), а для высокоширотных пятен (новый цикл) лучшая корреляция наблюдается при сдвиге ≈ 90°.

Возможно, имеется зависимость скорости вращения «активных долгот» от векового цикла.

Литература

Витинский Ю.И. Солнечная активность. – М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы, 1983 – 192 с.

Benevolenskaya, E.E., Kostuchenko, I.G. Active Longitudes in Minima of Solar Activity // Geomagnetism and Aeronomy, 2014, Vol. 54, No. 8, pp. 1019–1025.

ВАРИАЦИИ РАДИАЦИИ СОЛНЦА В ЦИКЛЕ ЕГО АКТИВНОСТИ: ОТКЛИК ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ (ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ)

Криволуцкий А.А.
Центральная Аэрологическая Обсерватория (ЦАО) Росгидромета
г. Долгопрудный Московской области

VARIATION OF UV RADIATION OF THE SUN DURING THE CYCLE OF ITS ACTIVITY: RESPONSE OF THE EARTH'S ATMOSPHERIC PARAMETERS (MODEL SIMULATIONS)

Krivolutsky A.A.
Central Aerological Observatory (CAO) Roshydromet
Dolgoprudny, Moscow Region

Advanced numerical models, describing the global circulation and chemical composition of Earth's atmosphere, allow to obtain quantitative estimates of changes in the Earth's atmosphere, which are caused by Solar activity. The atmosphere above the tropopause is sensitive both to variations in the ultraviolet (UV) solar radiation, and to the effects of corpuscular flows within the polar region during proton flares on the Sun. A key role in the response of the atmosphere belongs to ozon, the radiactive gas, absorbing almost completely (along with a molecular oxygen) UV Sun radiation and forming the global distribution of temperature (and wind) at altitudes above the tropopause. The results of numerical simulations of the response of atmospheric parameters on variations of UV radiation and proton flares on the Sun are present. Global numerical models, used for the numerical scenarios, were developed in the Laboratory for Atmospheric Chemistry and Dynamics of CAO.

Введение

Современные численные модели, описывающие глобальную циркуляцию и химический состав земной атмосферы, позволяют получить количественные оценки изменений в атмосфере Земли, вызванные активностью Солнца. Атмосфера выше тропопаузы чувствительна как к вариациям ультрафиолетовой (УФ) солнечной радиации, так и к воздействиям корпускулярных потоков, попадающих в полярные области во время протонных вспышек на Солнце. Ключевую роль в формировании отклика атмосферы играет озон, являющийся, как известно, радиационно-активным газом, поглощающим практически полностью (наряду с молекулярным кислородом) УФ радиацию Солнца и формирующим глобальное распределение температуры (и ветра) на высотах выше тропопаузы. Представлены результаты численного трехмерного моделирования отклика параметров атмосферы на вариации УФ радиации и протонных вспышек на Солнце. При реализации численных сценариев использованы глобальные модели, разработанные в Лаборатории химии и динамики атмосферы ЦАО [1–3].

Воздействие протонных вспышек

Теоретические исследования, выполненные несколькими научными группами [4–6], показали, что при торможении высокоэнергичных частиц в атмосфере (и соответствующем резком усилении ионизации) вследствие интенсификации ионно-нейтральных химических взаимодействий образуется дополнительное количество атомов азота N (которые затем конвертируются в химических реакциях в окись азота – NO) и радикала OH. На рисунке 1 изображены соответствующие вертикальные профили эффективности образования (на каждую пару ионов).

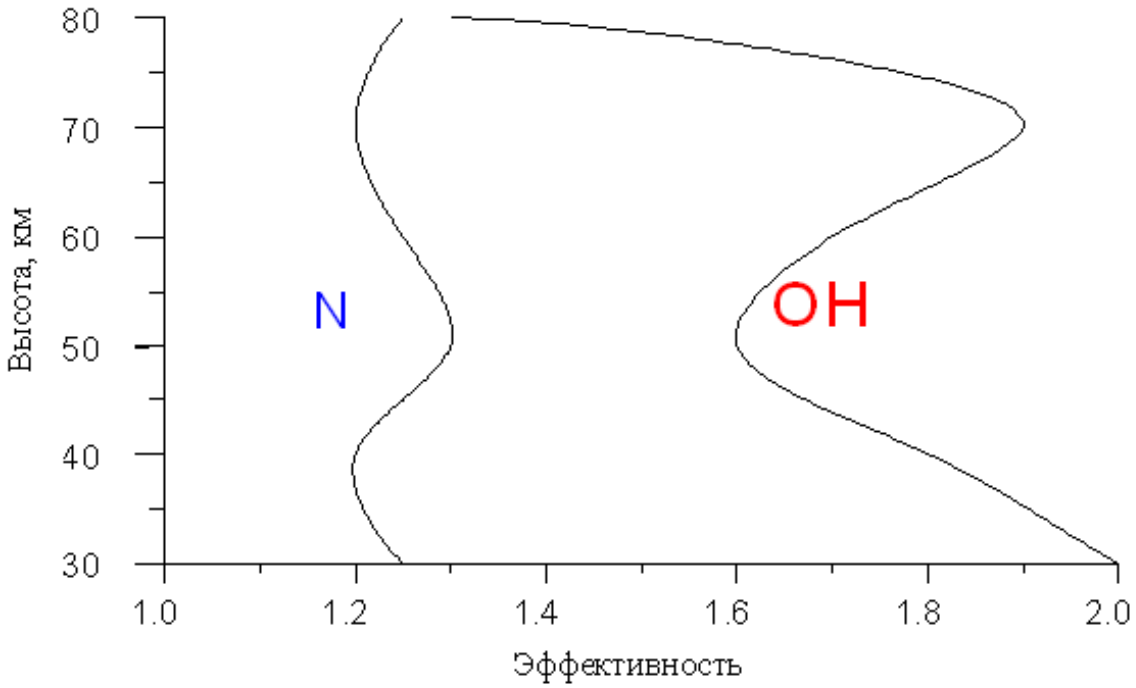


Рис. 1. Вертикальная структура эффективности образования атомов азота и молекул радикала OH на каждую пару ионов [7].

Дополнительно образовавшиеся молекулы NO и OH далее интенсифицируют химические каталитические циклы, разрушающие озон:

$$NO + O_3 \rightarrow NO_2 + O_2 \qquad OH + O \rightarrow H + O_2$$
$$NO_2 + O \rightarrow NO + O_2 \qquad H + O_3 \rightarrow OH + O_2$$
$$O_3 + O \rightarrow O_2 + O_2 \qquad O + O_3 \rightarrow O_2 + O_2$$

Как известно, протонные события являются спорадическими явлениями. На рисунке 2 для примера изображены среднесуточные значения плотности энергии солнечных протонов в диапазоне энергий 1–100 МэВ в период 1994–2005 гг. в логарифмическом масштабе [8]. Представленные результаты основаны на данных измерений потоков солнечных протонов в различных каналах их энергий, измеренных со спутников серии GOES.

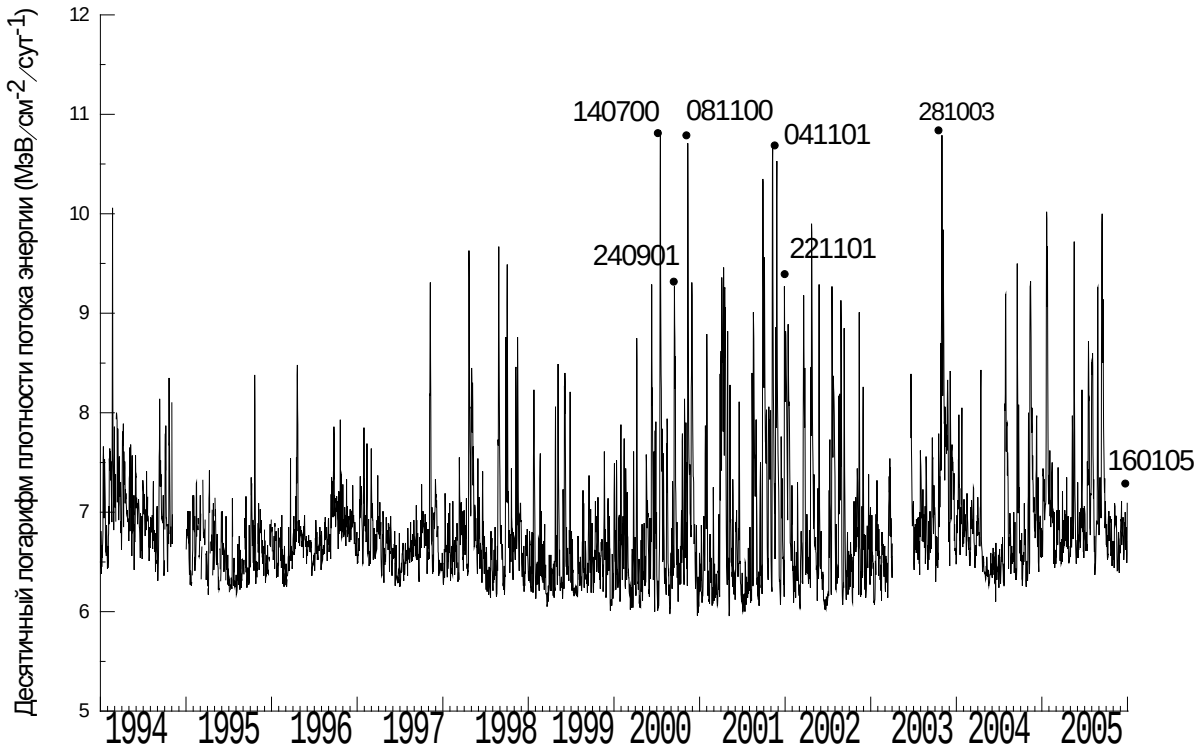


Рис. 2. Среднесуточные значения плотности энергии солнечных протонов в диапазоне энергий 1–100 МэВ в период 1994–2005 гг. в логарифмическом масштабе [8].

Таким образом, зная скорости ионизации атмосферы солнечными протонами, попадающими в полярные области, и эффективности образования дополнительных молекул окиси азота и водорода, а также имея фотохимическую модель, можно воспроизвести последствия воздействия СПС на полярную озоносферу.

На рисунке 3 изображен отклик озона на СПС 14 июля 2000 г. над северной и южной полярными областями. Представленные результаты получены с помощью трехмерной фотохимической модели CHARM.

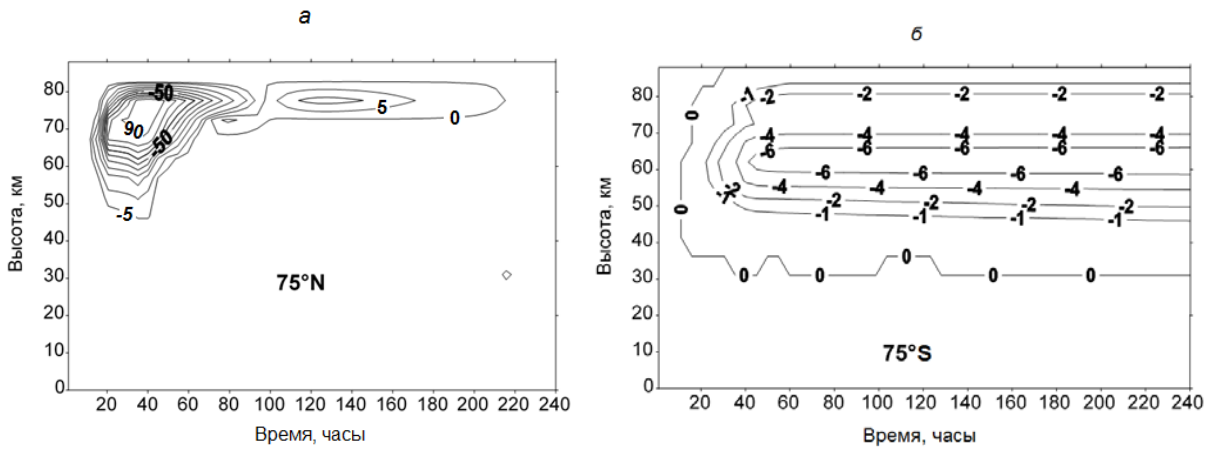


Рис. 3. Изменения в содержании озона (%) над северной (**а**) и южной (**б**) полярными областями после СПС 14 июля 2000 года, рассчитанные с помощью трехмерной фотохимической модели CHARM.

Отклик на вариации УФ радиации

Спутниковые наблюдения изменчивости вариаций солнечного спектра с 11-летним циклом солнечной активности (по данным за 3 солнечных цикла: 20, 21 и 22-й) позволили оценить эти изменения: ~100% в области 140−155 нм; 70% для длины волны 160 нм; 50% для 170 нм и 20% для 180 нм [9]. Из приведенных данных видно, что эти изменения затухают с увеличением длины волны. Измерения со спутников, проведенные в период 23-го цикла активности Солнца, показали, что затянувшийся минимум активности сопровождался беспрецедентным понижением потока УФ радиации[10]. Следует отметить, что вариации интегрального потока солнечной радиации (~367 Вт м^2), поступающей на Землю, меняются слабо (~ 0,1%).

Данные вариации потоков УФ радиации Солнца в цикле его активности модулируют соответствующие скорости фотодиссоциации и, как следствие, содержание малых газовых составляющих (в первую очередь, атмосферного озона).

На рисунке 4 представлены модельные изменения в содержании озона (%) в цикле активности Солнца. Для расчетов была использована модель CHARM.

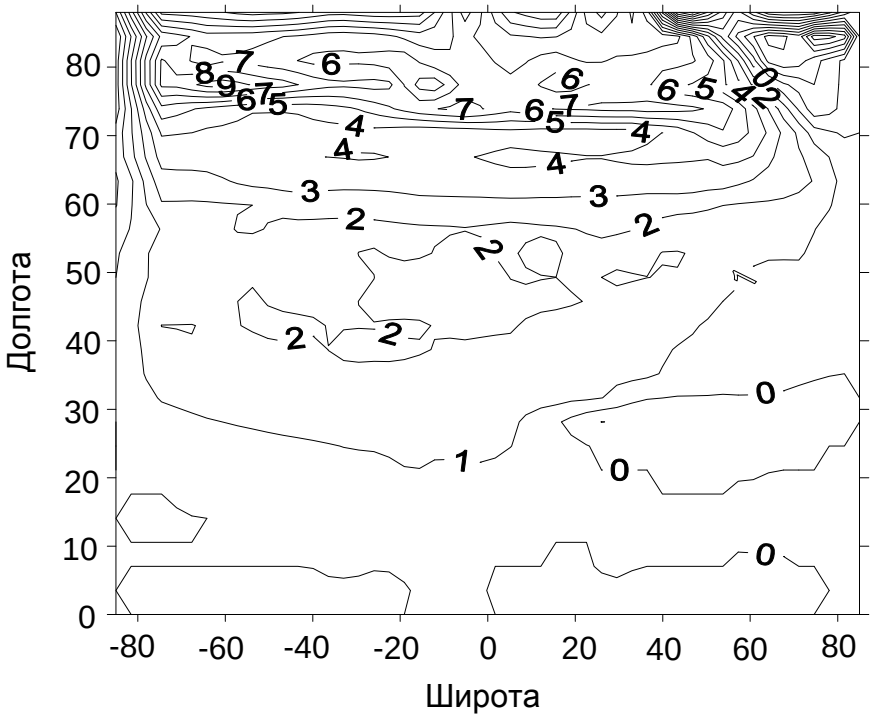


Рис. 4. Рассчитанное с помощью модели CHARM зонально-осредненное поле изменений озона (%) в цикле активности Солнца для января.

Из приведенного рисунка видно, что в фотохимической области изменения в содержании озона в цикле активности Солнца невелики и состав-

ляют несколько процентов, уменьшаясь с уменьшением высоты, поскольку туда уже не проникает ультрафиолетовая радиация.

Заключение

Представленные в настоящей работе результаты фотохимического трехмерного моделирования отклика на воздействия вариаций корпускулярной и УФ радиации Солнца на озоносферу Земли показывают, на взгляд автора, важность рассмотренных факторов при описании состояния химического состава атмосферы Земли. Полученные пространственные и временные изменения в содержании озона, обусловленные активностью Солнца, должны приводить к изменениям циркуляции и состояния нижней ионосферы.

Этой проблеме посвящена инициированная SCOSTEP Международная Программа VarSITI (Variability of the Sun and Its Terrestrial Impact) и входящий в нее проект ROSMIC (Role Of the Middle Atmosphere/Lower Thermosphere in Climate). Данная работа соответствует также интересам международных проектов ISSI, TOSCA, HEPPA, SolarMIP, ROSMIC.

Цикл работ по трехмерному моделированию воздействия факторов солнечной активности на озоносферу, выполненный данной группой авторов из Лаборатории химии и динамики атмосферы ЦАО, в течение многих лет поддерживался Российским Фондом Фундаментальных Исследований (гранты №№ 97-05-6605_а; 03-05-64675_а; 06-05-64434_а; 09-05-0702_д; 09-05-00949_а; 13-05-0105213_а), за что авторы выражают Фонду свою признательность.

Литература

1. *Криволуцкий А.А., Вьюшкова Т.Ю., Черепанова Л.А., Куколева А.А., Репнев А.И., Банин М.В.* Трехмерная глобальная фотохимическая модель CHARM. Учет вклада солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономии, том 55, № 1, 2015.
2. *Криволуцкий А.А., Черепанова Л.А., Вьюшкова Т.Ю., Репнев А.И.* Трехмерная глобальная численная фотохимическая модель CHARM-I. Учет процессов в области D-ионосферы // Геомагнетизм и аэрономии, том 55, № 4, 2015.
3. *Криволуцкий А.А., Черепанова Л.А., Дементьева А.В., Репнев А.И., Ключникова А.В.* Моделирование глобальной циркуляции атмосферы Земли на высотах от 0 до 135 км, рассчитанная с помощью модели ARM. Учет процессов солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономии, том 55, № 6, 2015.
4. *Porter, H.S., C. Jackman, A.E.S. Green.* Efficiencies for production of atomic nitrogen and oxygen by relativistic proton impact in air // J. Chem. Phys., 65, 154, 1976.
5. *Solomon, S., and P. Crutzen.* Analysis of the August 1972 solar proton event including chlorine chemistry // J. Geophys. Res., 86, 1140–1151, 1981.
6. *Heath, D.F., Kruger A.J., Crutzen P.J.,* Solar proton event: Influence on stratospheric ozone, Science, 197, 886, 1977.
7. *Heaps M.G.* Army Atmospheric Science Lab. Report ASL-TR-0012, 1978.
8. *Krivolutsky A.A., Kuminov A.A., Kukoleva A.A., Repnev A.I., Perejaslova N.K., Nazarova M.N.* The solar proton's activity in the 23-d solar cycle and changes in ozonosphere:

Simulations and observation data analysis // Geomagnetism and Aeronomy. V. 48. № 4, 450−454. 2008.
9. *Rottman G., Woods T., Snow M., DeToma G.* The solar cycle variations in ultraviolet irradiance // Adv. Space Res. V. 27. N 12. 1927− 1932. 2001.
10. *Gray L. J., Beer J., Geller M., et al.* Solar influences on climate // Rev. Geophys. V. 48. RG4001. doi:10.1029/2009RG000282. 2010.

ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ НИЖНЕЙ АТМОСФЕРЫ К ИЗМЕНЕНИЯМ ПОТОКОВ УФ РАДИАЦИИ СОЛНЦА: ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ

Криволуцкий А.А., Дементьева А.В., Черепанова Л.А.
Центральная аэрологическая обсерватория (ЦАО) Росгидромета г. Долгопрудный Московской области

THE SENSITIVITY OF LOWER ATMOSPHERE TEMPERATURE TO SUN'S UV RADIATION: NUMERICAL SIMULATIONS AND DATA ANALYSIS

Krivolutsky A.A., Dement'eva A.V., Cherepanova L.A.
Central Aerological Obdervatory (CAO), Roshydromet Dolgoprudny, Moscow Region

Temperature variations dependency on the intensity of UV radiation from the Sun in the cycle of its activity was investigated. Global circulation model ARM was used to study possible effects. Analysis of observational data for preliminary comparison with model results was carried out. The change in UV radiation spectrum of the "average" solar activity cycle, based on published measurement data from satellites, was introduced in the numerical scenario. Perturbation of the geopotential in the accordance with empirical data was specified at the lower boundary of the model. The model was integrated for maximal and minimal solar activity levels and the average monthly values for both levels were calculated, then the difference between the average monthly values of maximal and minimal solar activity levels was found for corresponding months. The calculations showed that the temperature response at altitudes of the troposphere has a wave nature with the amplitude of a few degrees K. The analysis of empirical temperature data of maximal and minimal solar activity years also revealed a wave-like structure. The work on comparison of model results with observations is expected to continue.

Введение

Спутниковые наблюдения изменчивости вариаций солнечного спектра с 11-летним циклом солнечной активности (по данным за 3 солнечных цикла: 20, 21 и 22-й) позволили оценить эти изменения: ~100% в области 140−155 нм; 70% для длины волны 160 нм; 50% для 170 нм и 20% для 180 нм [1]. Из приведенных данных видно, что эти изменения затухают с увеличением длины волны. Измерения со спутников, проведенные в период 23-го цикла активности Солнца, показали, что затянувшийся минимум активности сопровождался беспрецедентным понижением потока УФ радиации [2]. Следует отметить, что вариации интегрального потока солнечной радиации (~367 Вт м^2), поступающей на Землю, меняется слабо (~ 0,1%) [3].

Вариации потоков УФ радиации Солнца в цикле его активности модулируют соответствующие скорости фотодиссоциации и, как следствие, содержание малых газовых составляющих, в первую очередь, атмосферного озона и молекулярного кислорода. Поскольку эти газы являются поглотителями УФ радиации, то происходит нагрев атмосферы. В работе [4] было показано, что этот нагрев может иметь незональный характер, если учесть воздействие атмосферных планетарных волн. При этом отклик температуры на вариации интенсивности потоков УФ радиации Солнца в цикле его активности может также иметь незональный характер. Для исследования возможного эффекта была использована модель общей циркуляции ARM [5]. В радиационный блок модели были заложены вариации. В настоящей работе был реализован модельный сценарий, а также был также проведен анализ данных наблюдений для предварительного сравнения с результатами моделирования. При реализации численного сценария в модель были заложены изменения интенсивности УФ радиации по спектру, соответствующие «среднему» циклу активности Солнца, на основе опубликованных данных измерений со спутников. На нижней границе модели задавались возмущения геопотенциала в соответствии с эмпирическими данными. Проведено интегрирование модели для условий максимума и минимума солнечной активности, рассчитаны среднемесячные поля температуры для месяцев года, затем найдена соответствующая разность значений температурных полей.

Результаты

На рисунках 1 и 2 представлены результаты модельных расчетов, демонстрирующие разность глобальных полей температуры между максимумом и минимумом активности Солнца на высоте 30 км и 5 км, соответственно.

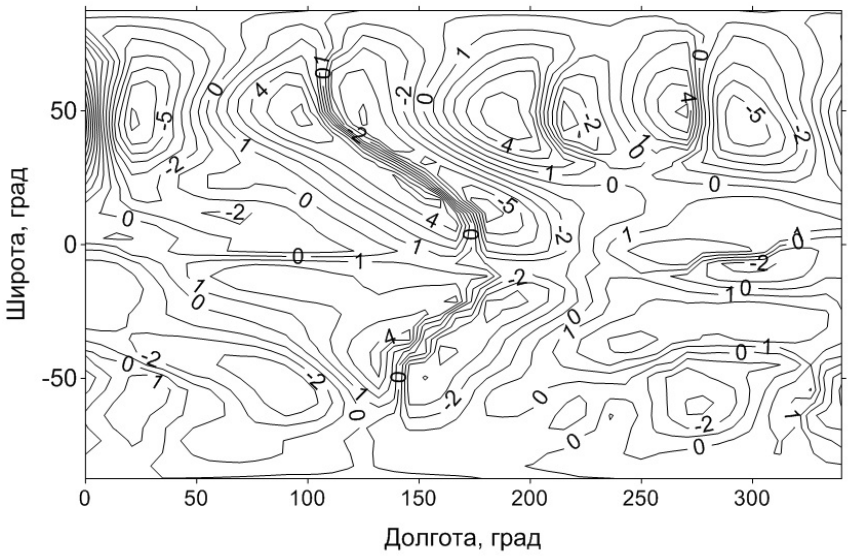


Рис. 1. Широтно-долготный разрез модельных изменений температуры в июле в цикле активности Солнца для высоты 30 км.

На приведенных рисунках отчетливо видна волновая структура отклика температуры. Соответствующая амплитуда температурной волны составляет несколько градусов. Этот эффект маскируется при анализе зонально-осредненных полей.

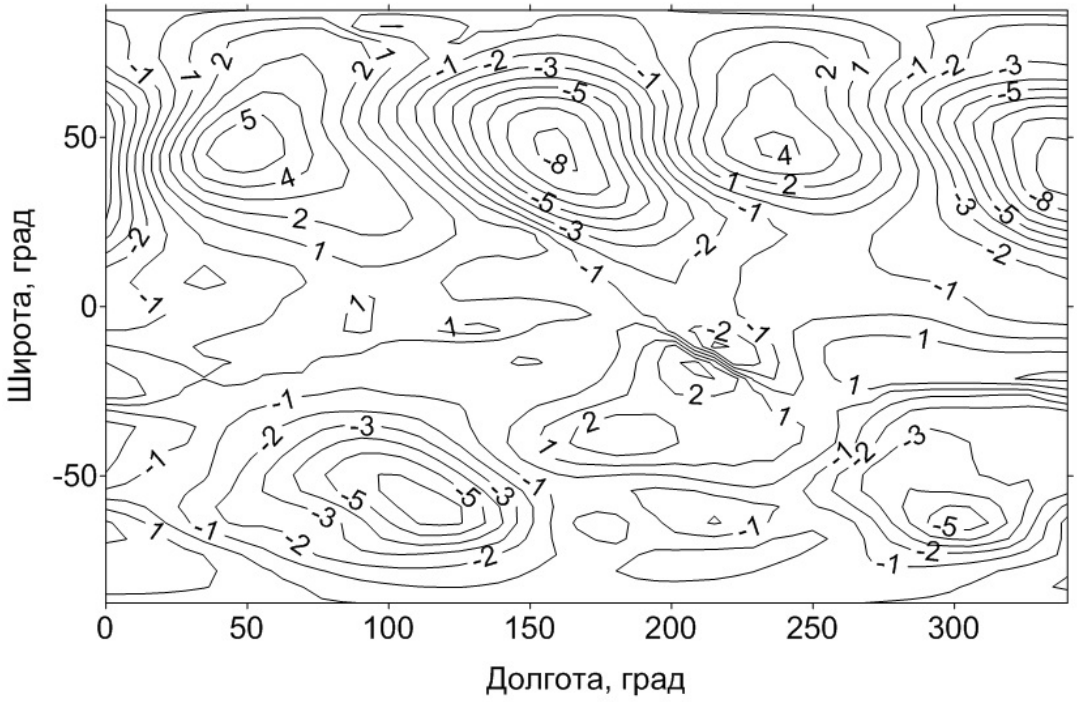


Рис. 2. Широтно-долготный разрез модельных изменений температуры в июле в цикле активности Солнца для высоты 5 км.

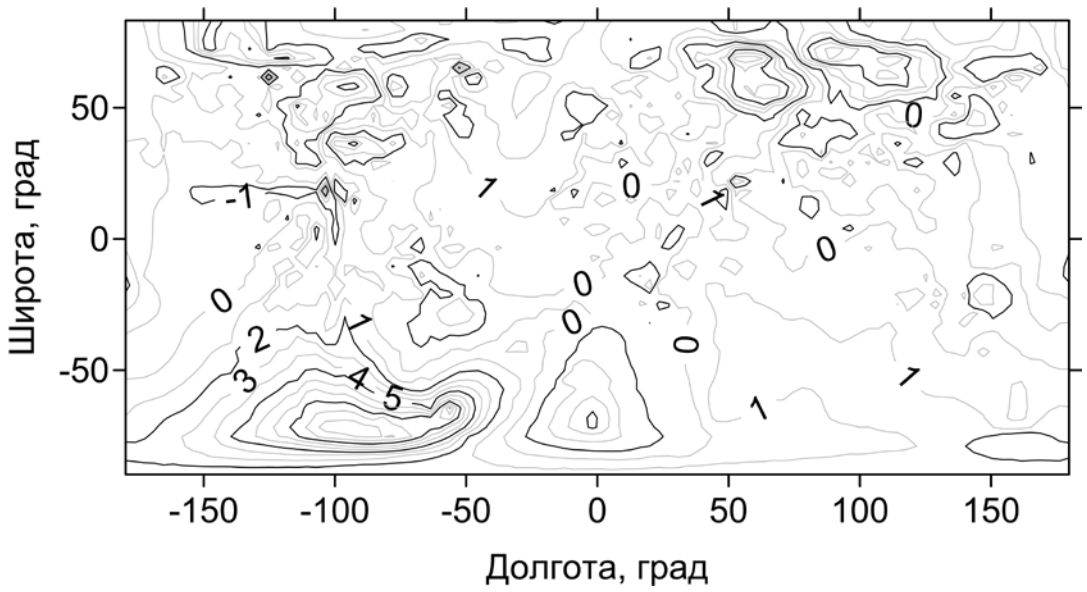


Рис. 3. Изменения приземной температуры для июля между максимумом (1989 г.) и минимумом (1986 г.) солнечной активности в 22-ом солнечном цикле по климатологическим данным [6].

На рисунке 3 приведены результаты анализа эмпирических глобальных полей температуры вблизи поверхности Земли [6]. Представлена вычисленная разность между максимумом (1989 г.) и минимумом (1986 г.) активности Солнца для июля. Видно, что в обработанных таким образом данных также присутствует волновая структура с амплитудой в несколько градусов – близкой к той, которая получена в модельных расчетах.

Заключение

Представленные результаты, полученные с помощью численного моделирования и анализа данных, показывают, на взгляд авторов, что отклик температуры на солнечную активность в действительности достаточно сильный, если анализировать его пространственную структуру более детально. Опираясь на представленные результаты, можно резюмировать также, что численные глобальные модели являются мощным инструментом исследования атмосферы, в частности, механизмов солнечно-атмосферных связей.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 13-05- 01052_а).

Литература

1. *Rottman G., Woods T., Snow M., DeToma G.* The solar cycle variations in ultraviolet irradiance, Adv. Space Res. V. 27. N 12. 1927−1932. 2001.
2. *Gray L.J., Beer J., Geller M., et al.* Solar influences on climate // Rev. Geophys. V. 48. RG4001. doi: 10.1029/2011RG000387. 2010.
3. *Криволуцкий А.А., Реппев А.И.* Воздействие космических факторов на озоносферу Земли. М: ГЕОС, 386 с. 2009.
4. *Krivolutsky A.A.* Solar cycle influence on troposphere and middle atmosphere via ozone layer in the presence of planetary waves: Simulation with ARM. J. Geophys. Res. Space Physics, V.120, doi:10.1002/2015JA021363. 2015.
5. *Криволуцкий А.А., Черепанова Л.А., Дементьева А.В., Репнев А.И., Ключникова А.В.* Моделирование глобальной циркуляции атмосферы Земли на высотах от 0 до 135 км, рассчитанная с помощью модели ARM. Учет процессов солнечной активности. Геомагнетизм и аэрономия, том 55, №6, 2015.
6. *Willmott, C.J. and Matsuura K.* Terrestrial Air Temperature and Precipitation: Monthly Time Series (1900-2008), http://climate.geog.udel.edu/~climate/html_pages/Global2_Ts_2009/README.global_t_ts_2009.html, 2009.

ВОЗДЕЙСТВИЕ ВАРИАЦИЙ УФ РАДИАЦИИ В ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА НА СЕЗОННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕЙТРАЛЬНЫХ И ЗАРЯЖЕННЫХ ХИМИЧЕСКИХ СОСТАВЛЯЮЩИХ АТМОСФЕРЫ ЗЕМЛИ (ТРЕХМЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ)

Криволуцкий А.А., Куколева А.А., Черепанова Л.А., Вьюшкова Т.Ю., Репнев А.И.

Центральная аэрологическая обсерватория (ЦАО) Росгидромета Долгопрудный Московской области

SOLAR CYCLE INFLUENCE ON SESONAL DISTRIBUTION OF NEUTRAL AND IONIZED CHEMICAL COMPOUNDS OF THE EARTH'S ATMOSPHERE (THREE-DIMENTIONAL MODEL SIMULATIONS)

Krivolutsky A.A., Kukoleva A.A., Cherepanova L.A., Vyushkova T.Yu., and Repnev A.I.

Central Aerological Obdervatory (CAO), Roshydromet Dolgoprudny, Moscow Region

The results of three-dimensional photochemical modeling of changes in seasonal global distributions of neutral (ozone, nitrogen oxides, etc.) and charged (electron density, positive and negative ions) chemical constituents of the Earth's atmosphere in a cycle of Solar activity, are present. A global three-dimensional photochemical models CHARM-I (CHemical Atmospheric Research Model with Ions), which includes ion chemistry of the D-region of the lower ionosphere, developed in the Laboratory for Atmospheric Chemistry and Dynamics of CAO, was used for the numerical implementation of the scenarios in the range of altitudes of 0-90 km [1]. Fluxes of UV radiation in the wavelength range 100-400 nm, taken from literature, were used for calculations of the rates of dissociation and accounting for solar cycles. The ionization of nitrogen oxide emission line Lyman-alpha, as well as the ionization of the galactic cosmic rays were taken into account. Presented results demonstrate the difference of the global distributions of neutral and charged in different seasons at high and low solar activity.

Введение

Трехмерное фотохимическое моделирование позволяет получить (в отсутствии наблюдений) изменения сезонных глобальных распределений нейтральных (озон, окислы азота и др.) и заряженных (электронная концентрация, отрицательные и положительные ионы) химических составляющих атмосферы Земли в цикле активности Солнца. В настоящей работе для реализации соответствующих численных сценариев были использованы глобальная трехмерная фотохимическая модель нейтрального состава CHARM и модель CHARM-I (CHemical Atmospheric Research Model with Ions). Модель CHARM-I включает ионную химию области D нижней ионосферы. Для описания пространственного переноса рассчитываемых

химически активных примесей была также использована модель общей циркуляции ARM (Atmospheric Research Model). Данные модели разработаны в Лаборатории химии и динамики атмосферы ЦАО [1–3]. Для расчетов скоростей диссоциации и учета солнечной цикличности были использованы потоки УФ радиации в диапазоне длин волн 100–400 нм, взятые из литературных источников. Была учтена ионизация окиси азота излучением в линии Лайман-альфа, а также ионизация галактическими космическими лучами. Ниже представлены результаты, демонстрирующие различие глобальных распределений озона и электронной концентрации в различные сезоны между максимумом и минимумом активности Солнца.

Результаты расчетов

Спутниковые наблюдения изменчивости вариаций солнечного спектра с 11-летним циклом солнечной активности (по данным за 3 солнечных цикла: 20, 21 и 22-й) позволили оценить эти изменения: ~100% в области 140−155 нм; 70% для длины волны 160 нм; 50% для 170 нм и 20% для 180 нм [4]. Из приведенных данных видно, что эти изменения затухают с увеличением длины волны. Измерения со спутников, проведенные в период 23-го цикла активности Солнца, показали, что затянувшийся минимум активности сопровождался беспрецедентным понижением потока УФ радиации [5]. Следует отметить, что вариации интегрального потока солнечной радиации (~367 Вт м^2), поступающей на Землю, меняется слабо (~ 0,1%).

Данные вариации потоков УФ радиации Солнца в цикле его активности модулируют соответствующие скорости фотодиссоциации и, как следствие, содержание малых газовых составляющих (в первую очередь, атмосферного озона). Вариации солнечной радиации в полосе Лайман-альфа (121 нм), кроме фотодиссоциации водяного пара в мезосфере, приводят к ионизации окиси азота, и соответственно к образованию иона NO^+.

На рисунке 1 представлены изменения (%) в содержании озона для июля и октября. При реализации соответствующих численных сценариев не учитывалось воздействие корпускулярных потоков, которые важны в высоких широтах в периоды протонных событий на Солнце [6]. На приведенном рисунке видно, что максимальные изменения (порядка 10 %) приходятся на мезосферные уровни. В стратосфере изменения меньше и составляют 1–3 %. Виден также эффект в содержании тропосферного озона.

На рисунке 2 изображены результаты модельных расчетов по фотохимической модели CHARM-I, иллюстрирующие изменения (%) электронной концентрации для «среднего» цикла активности Солнца, которые обусловлены вариациями интенсивности в линии Лайман-альфа.

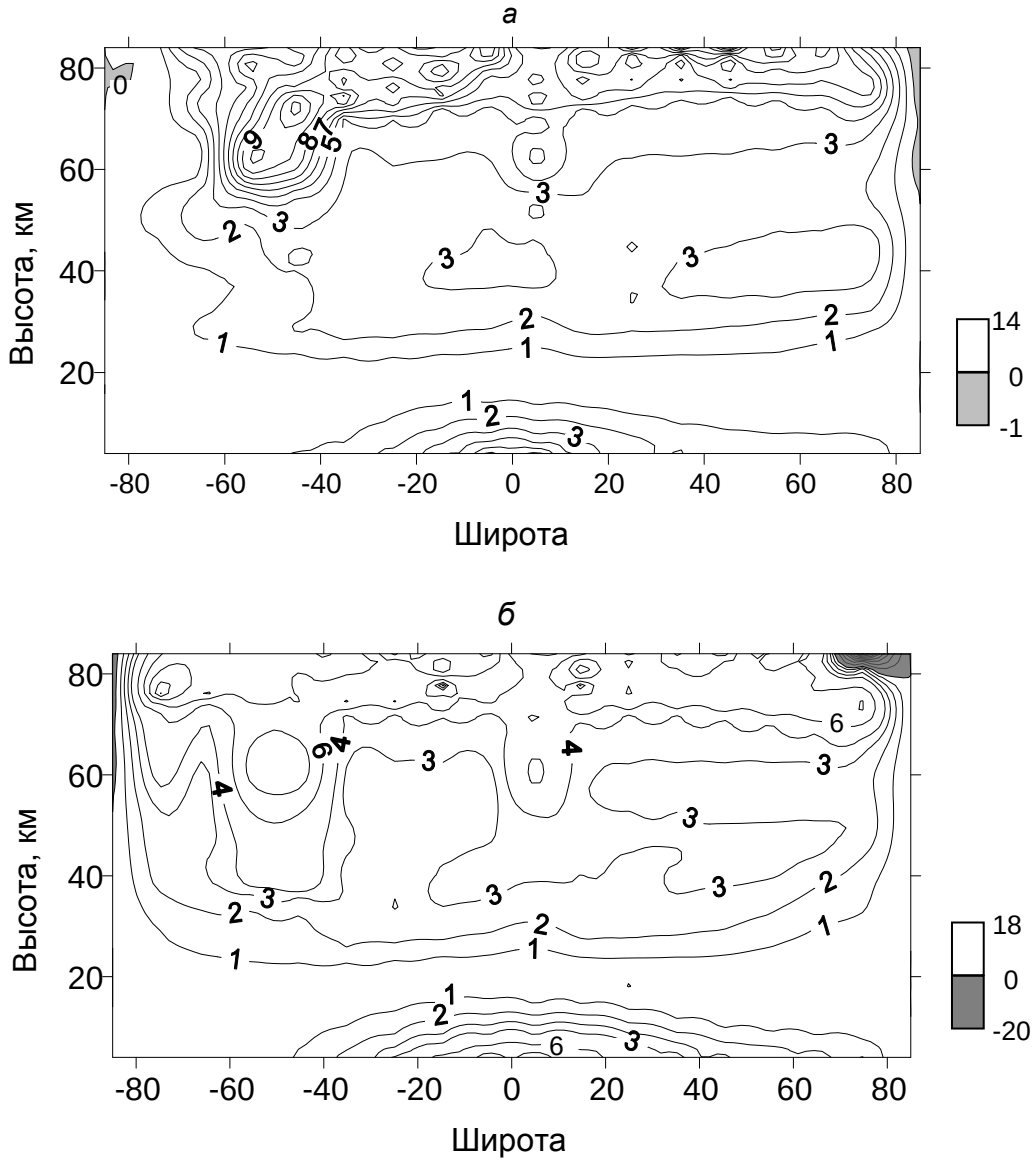


Рис. 1. Изменения в содержании озона (%) в цикле активности Солнца (**а**) для июля и (**б**) для октября (расчет по модели CHARM).

Заключение

Представленные результаты по вариациям озона достаточно хорошо соответствуют данным наблюдений. К сожалению, глобальных измерений электронной концентрации пока нет. Опираясь на представленные результаты, можно резюмировать, что численные глобальные модели являются мощным инструментом исследования атмосферы, в частности механизмов солнечно-атмосферных связей.

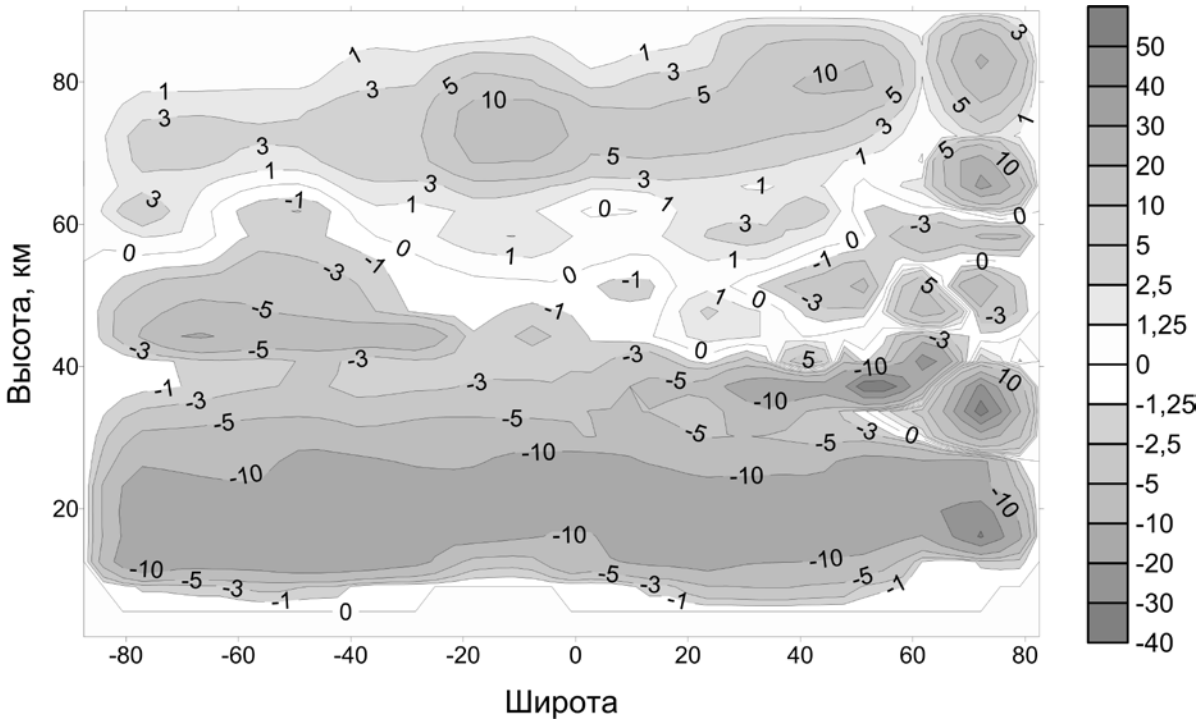


Рис. 2. Изменения электронной концентрации (%) в цикле активности Солнца (расчет по модели CHARM-I).

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского Фонда Фундаментальных Исследований (грант № 13-05- 01052_а).

Литература

1. *Криволуцкий А.А., Черепанова Л.А., Вьюшкова Т.Ю., Реппев А.И.* Трехмерная глобальная численная фотохимическая модель CHARM-I. Учет процессов в области D-ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия, том 55, № 4, 2015.
2. *Криволуцкий А.А., Вьюшкова Т.Ю., Черепанова Л.А., Куколева А.А., Реппев А.И., Банин М.В.* Трехмерная глобальная численная фотохимическая модель CHARM. Учет вклада солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия, том 55, № 1, 2015.
3. *Криволуцкий А.А., Черепанова Л.А., Дементьева А.В., Реппев А.И., Ключникова А.В.* Глобальная циркуляция атмосферы Земли до 135 км, рассчитанная с помощью модели ARM. Учет вклада солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия, том 55, № 6, 2015.
4. *Rottman G., Woods T., Snow M., DeToma G.* The solar cycle variations in ultraviolet irradiance // Adv. Space Res. V. 27. N 12. 1927−1932. 2001.

РЕКОНСТРУКЦИЯ СОДЕРЖАНИЯ КОСМОГЕННОГО ИЗОТОПА ^{14}C В ПРИРОДНЫХ АРХИВАХ КАК ФУНКЦИЯ ВАРИАЦИИ КЛИМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ В ЭПОХУ ОКОНЧАНИЯ ПОСЛЕДНЕГО ЛЕДНИКОВОГО ПЕРИОДА

Кудрявцев И.В.[1,2], Волобуев Д.М.[2], Дергачев В.А.[1], Наговицын Ю.А.[2,3], Огурцов М.Г.[1,2]

[1]ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия
[3]ГУАП, г. Санкт-Петербург, Россия

THE RECONSTRUCTION OF COSMOGENIC 14C CONTENT IN NATURAL ARCHIEVES VS CLIMATIC PARAMETERS CHANGE DURING THE LAST GLACIAL-INTERGLACIAL TRANSITION

Koudriavtsev I.V.[1,2], Volobuev D.M.[2], Dergachev V.A.[1], Nagovitsyn Yu.A.[2,3], Ogurtsov M.G.[1,2]

[1]Ioffe Physico-technikal Institute of RAS, St. Petersburg
[2]Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg
[3]St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

Cosmogenic isotope ^{14}C content in tree rings obtained from laboratory measurements are often used for the reconstruction of solar activity (SA) in the previous era for which there was no direct SA monitoring. These data contain information not only about the variations of the SA, but also of changes in the climatic parameters of the Earth, e.g. global atmospheric temperature and CO_2 content. In this paper we examine the impact of these changes on the content of the isotope ^{14}C in different natural archives during the transition from the Last Glacial Period to the Holocene (17000–10000 BC). This period is interesting because of continues increase of global atmospheric temperature and CO_2 content. Despite the reduction of $\Delta^{14}C$, absolute content of this isotope in the atmosphere increases during this period. Possible reason for these changes in the absolute content of radiocarbon is its redistribution between natural archives. Here we present results of modeling study which quantifies this redistribution process. We show that such redistribution is possible if radiocarbon exchange rate between ocean and atmosphere is linear function of atmospheric temperature. It is determined the possible value of the temperature coefficient.

Как известно, космогенный изотоп ^{14}C образуется в атмосфере Земли под действием галактических космических лучей (ГКЛ), проникающих в атмосферу Земли из космического пространства. При этом интенсивность ГКЛ около орбиты Земли не остается постоянной, а изменяется вследствие изменения гелиосферы и активности Солнца. Данный факт позволяет использовать измеренные концентрации данного изотопа в кольцах деревьев для изучения активности Солнца в прошлом. Данные по содержанию изотопа ^{14}C в кольцах деревьев и в атмосфере Земли (например, [1]) охватывают временной интервал в десятки тысяч лет, в течение которых имели

место климатические изменения. Информация об этих изменениях содержится в радиоуглеродных данных. Поэтому появляется необходимость разделения климатического и солнечного влияния на содержание изотопа ^{14}C в атмосфере Земли и, следовательно, на реконструкцию скорости генерации этого изотопа в земной атмосфере.

В данной работе мы рассмотрим промежуток времени с 17 тыс. лет до нашей эры до начала Голоцена. Этот временной интервал охватывает эпоху окончания последнего оледенения и переход к Голоцену, рост глобальной температуры и содержания углекислого газа в земной атмосфере. На рис. 1 приведены данные по изменению содержания углекислого газа в

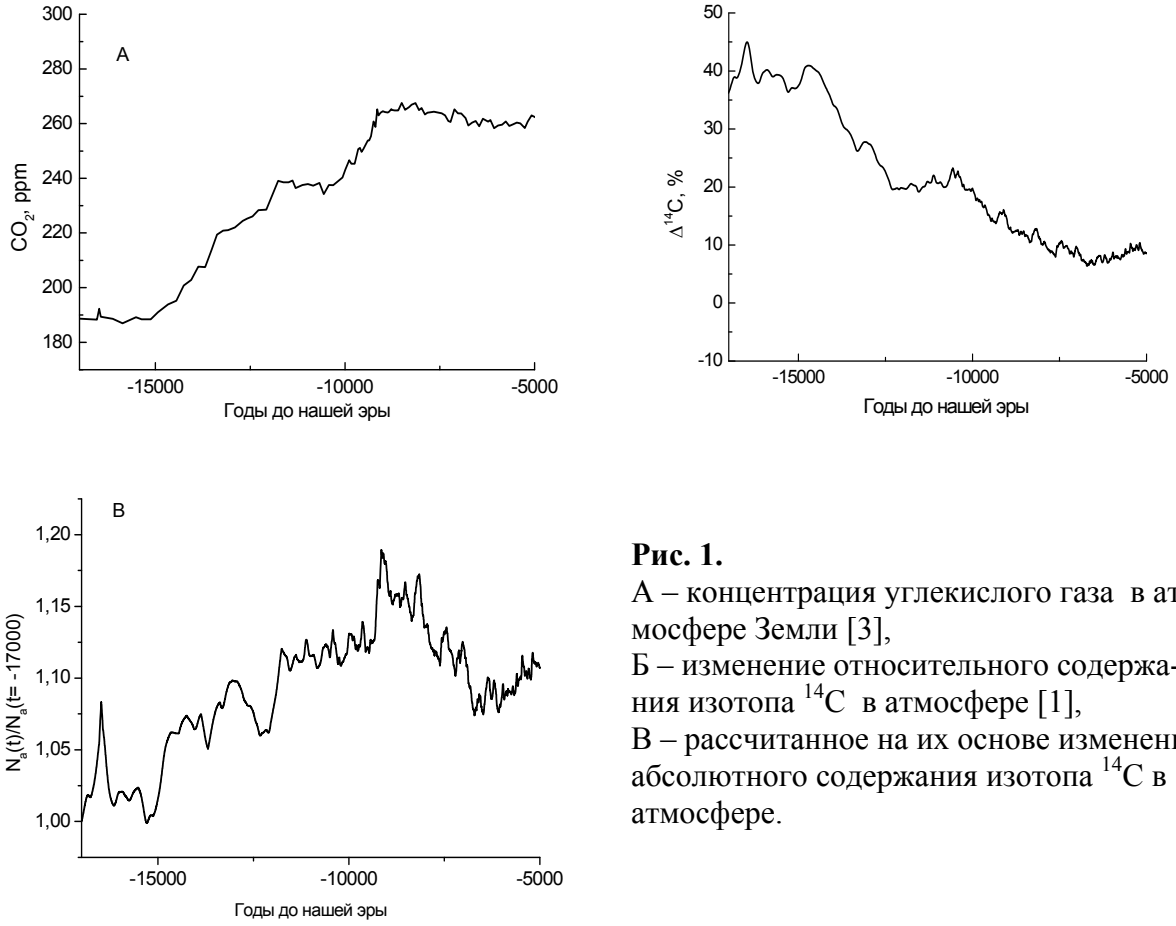


Рис. 1.
А – концентрация углекислого газа в атмосфере Земли [3],
Б – изменение относительного содержания изотопа ^{14}C в атмосфере [1],
В – рассчитанное на их основе изменение абсолютного содержания изотопа ^{14}C в атмосфере.

земной атмосфере (А), вариациям относительного (по отношению к концентрации стабильного изотопа ^{12}C) содержания изотопа ^{14}C в атмосфере ($\Delta^{14}C$) (Б). На основе этих данных можно рассчитать (см., например, [2]) изменение содержания изотопа ^{14}C согласно формуле:

$$\frac{N_a(t)}{N_a(t_o)} = \frac{CO_2(t)}{CO_2(t_o)}(1+\Delta^{14}C(t)/100)/(1+\Delta^{14}C(t_o)/100)\ ,$$

где $N_a(t)$ – абсолютное содержание изотопа ^{14}C в атмосфере в момент времени t, $CO_2(t)$ – концентрация углекислого газа в атмосфере. $\Delta^{14}C$ приведе-

но в процентах. Результаты расчета приведены на рис. 1В. Как видно из этого рисунка, абсолютное содержание изотопа ^{14}C растет до наступления Голоцена, что очевидно, является результатом перераспределения CO_2 (в том числе $^{14}CO_2$) между океаном и атмосферой при потеплении климата. Изменения глобальной температуры для данного временного интервала приведены в работах [4–6].

Процесс обмена изотопом ^{14}C между природными резервуарами может быть описан, например, пятирезервуарной моделью (например, [7]). При этом скорости обмена изотопом ^{14}C между резервуарами не являются постоянными и требуется адаптация данной модели для учета изменения климата. Подобная работа была начата для Малого Ледникового Периода в работах [8, 2], где скорость обмена между верхним слоем океана и атмосферой λ_{mOa} описывалась соотношением $\lambda_{mOa}=(1+k\cdot\Delta T)\ \lambda^0_{mOa}$, где k – температурный коэффициент, ΔT – вариации глобальной температуры.

Целью настоящей работы является нахождение возможных значений температурного коэффициента k, которые позволят нам описать процесс перераспределения изотопа ^{14}C между океаном и атмосферой. Для скорости обмена между верхним слоем океана и атмосферой λ^0_{mOa} и других скоростей обмена использовались значения, представленные в работах [2, 8]. При этом на основании рис. 1А и температурного профиля [4–6] будем считать что во время 17000 лет до нашей эры углеродная система находилась в состоянии, близком к равновесному. Поэтому на первом этапе расчётов находим равновесные (стационарные) значения для содержания радиоуглерода в различных резервуарах для выбранного значения коэффициента k, которые используем для дальнейших расчетов в качестве начальных условий (результаты которых приведены на рис. 2). На рис. 2 приведены результаты этих расчетов для различных значений температурного коэффициента k. При $k = 0$, т.е. для случая пренебрежения температурной зависимостью скорости обмена между верхним слоем океана и атмосферой, происходит увеличение содержания ^{14}C во всех резервуарах и не наблюдается перераспределения между резервуарами. Очевидно, что этот вариант соответствует завышенному значению интенсивности ГКЛ в атмосфере, которое приводит к росту суммарного содержания ^{14}C. Во втором случае ($k = 0.04K^{-1}$) наблюдаем практически горизонтальный участок для суммарного содержания изотопа ^{14}C во всех резервуарах. Этот вариант описывает перераспределение ^{14}C между океаном и атмосферой. При увеличении температурного коэффициента k наблюдается уменьшение содержания ^{14}C как в океане, так и суммарного его значения. Очевидно, что этот вариант может описывать не только ускоренную дегазацию воды, но и соответствовать пониженным значениям интенсивности КЛ.

Таким образом, можно сделать вывод, что для временного интервала с 17000 лет до н.э. и до начала Голоцена процесс перераспределения изотопа ^{14}C (и углекислого газа) между океаном и атмосферой может быть описан

пятирезервуарной моделью с температурным коэффициентом $k \approx (0.04–0.05)K^{-1}$.

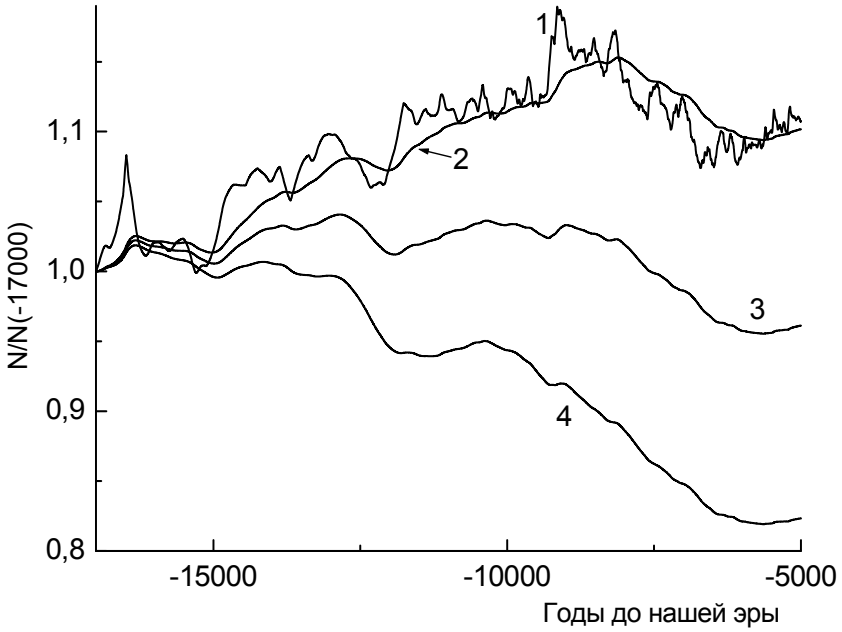


Рис. 2. Рассчитанные изменения содержания изотопа ^{14}C в атмосфере (1) и суммарно во всех резервуарах при k = 0, 0.04 и $0.08K^{-1}$ (кривые 2, 3, 4 соответственно).

Здесь следует отметить, что спад *рассчитанного* суммарного содержания изотопа ^{14}C при таких значениях *k* во время Голоцена может быть результатом отсутствия учета возможных изменений скоростей обмена между атмосферой и биосферой, биосферой и гумусом в этот период.

Работа Кудрявцева И.В., Наговицына Ю.А. и Огурцова М.Г. выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 13-02-00277; 13-02-00783; 13-05-01052.

Литература

1. *Reimer P.J. et al.* Radiocarbon, 2009, V. 51, p. 1111.
2. *Kuleshova A.I et al.* Geomagnetism and Aeronomy, 2015, V. 55, No. 8.
3. *Monnin E., et al.* Earth and Planetary Science Letters, 2004, V.224, p. 45.
4. *Marcott S.A., Shakun J.D.* Pages Magazine, 2015, V. 23(1) , p. 28.
5. *Marcott et al.* Science, 2013, V. 339, p. 1198.
6. *Shakun et al.* Nature, 2012, V. 484, p. 49.
7. *Дорман Л.И.* в Трудах шестого всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. с. 49.
8. *Koudriavtsev I. et al.* Geohronometria, 2014, V41(3), p. 216.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ДЛИТЕЛЬНОЙ И ИМПУЛЬСНОЙ ИНЖЕКЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВСПЫШЕЧНУЮ ПЕТЛЮ

Кудрявцев И.В.[1,2], Мельников В.Ф.[2], Чариков Ю.Е.[1,3]
[1]*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*
[2]*ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*
[3]*СПбГПУ, г. Санкт-Петербург, Россия*

HARD X-RAY POLARAZATION DEGREE: GRADUAL AND IMPULSIVE INJECTION OF RELATIVISTIC ELECTRONS INTO A FLARING LOOP

Kudryavtsev I.V.[1,2], Melnikov V.F.[2], Charikov Yu.E.[1,3]
[1]*Ioffe Physico-technikal Institute of RAS, St. Petersburg*
[2]*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg*
[3]*St. Petersburg State Polytechnical University, St. Petersburg*

In this paper a comparison of polarization properties of impulsive and gradual HXR bursts on the basis of theoretical analysis of their emissions is conducted. Numerical simulation is carried out for the impulsive and gradual injections, lasting a few seconds, and a few tens of seconds, respectively. In the latter case one can speak on a quasi-stationary mode of changes of the angular distribution of nonthermal electrons. Various cases of the angular dependence of the injected electrons are considered. To obtain the parameters of HXR, the relativistic kinetic equation for fast electrons and the relativistic bremsstrahlung cross-section are used. The differences in the dynamics of the degree of polarization are discussed. For example, in the case of the impulsive injection, the degree of polarization rapidly decreases after reaching the peak rate of the injected electrons due to the effect of fast isotropization of electrons in the process of their scattering on the background plasma particles. In the case of the gradual injection, a high value (25–50%) of polarization degree remains during tens of seconds after the intensity peak and can be experimentally registered even now.

1. Введение

Короткие (импульсные) и длительные (плавные) всплески жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) солнечных вспышек давно привлекают к себе внимание из-за значительных различий в эволюции их фотонных спектров, отношений интенсивностей ЖРИ и микроволнового излучения, а также из-за различий в величинах задержек максимумов всплесков на различных энергиях квантов [1, 2]. В некоторых статьях эти различия приписываются различиям в энергетических спектрах и питч-угловых распределениях энергичных электронов, характерных для различных механизмов их ускорения [2].

Важным наблюдательным параметром ЖРИ, чувствительным к характеру указанных распределений электронов, является степень линейной поляризации. Хотя измерения степени поляризации ЖРИ начались около 40

лет назад [2–4], надежные статистические данные отсутствуют и сейчас. К настоящему времени имеется большое количество теоретических работ по расчету степени поляризации ЖРИ, как в стационаром приближении (см., например, [2–5]), так и с учетом временной эволюции функции распределения ускоренных во вспышках электронов [5–6]. Расчеты степени поляризации ЖРИ с учетом кинетики нерелятивистского пучка ускоренных электронов в магнитной ловушке проведены в работах [8–9]. В работах [10–12] впервые детально исследована динамика пространственного (вдоль магнитной вспышечной петли) распределения степени поляризации и других свойств ЖРИ с учетом релятивизма электронов на основе решения нестационарного кинетического уравнения в форме Фоккера-Планка.

В настоящей статье мы проводим исследование свойств линейной поляризации коротких (несколько секунд) и длительных (несколько десятков секунд) всплесков ЖРИ на основе теоретического анализа излучения нетепловых электронов, инжектируемых в магнитную петлю. Математическая часть постановки задачи подробно описана в работах [10–12]. Здесь мы только отметим, что инжекция быстрых электронов в петлю происходит согласно экспоненциальному закону Гаусса: $S_4(t) = \exp[-(t-t_1)^2 / t_0^2]$. Мы рассматриваем случаи а) длительной, с $t_1 = 25$ с и $t_0 = 14$ *с*, и б) импульсной, с $t_1 = 2.5$ с и $t_0 = 1.4$ *с* инжекции электронов.

2. Длительная инжекция

На рисунке 1 приведены результаты расчета степени линейной поляризации ЖРИ с энергией квантов ε = 98 кэВ в зависимости от угла наблюдения α для случая инжекции быстрых электронов с показателем энергетического спектра δ = 5. Электроны инжектируются в вершине магнитной петли с пробочным отношением k = 2. На рисунках 1а,в показаны распределения для источников ЖРИ, генерированного на разных расстояниях *s* от вершины петли. На рисунке 1а,б представлен случай изотропной, а на рисунке 1в,г – продольной инжекции электронов (см [12]).

Как следует из рисунков, максимум поляризации излучения из области вершины достигается для углов наблюдения α≈75–90° и уменьшается при удалении от вершины. При этом в течение десятков секунд сохраняются достаточно высокие значения степени поляризации 10–40%, позволяющие рассчитывать на возможность их измерения. Следует отметить, что в случае изотропной инжекции происходит захват в магнитную ловушку электронов с большими питч-углами (которых первоначально много) и убегание из петли электронов с малыми питч-углами. В результате степень поляризации излучения из вершины петли принимает положительные значения, достигая ≈21% при ε = 98 кэВ и ≈25% при ε = 30 кэВ. При продольной инжекции величина степень поляризации принимает большие отрицательные значения: ≈–40% и ≈–50%, соответственно. Расчеты показывают, что для более жестких спектров электронов при δ = 3 и

ε = 30 кэВ степень поляризации ЖРИ даже из вершины петли не превышает 11%.

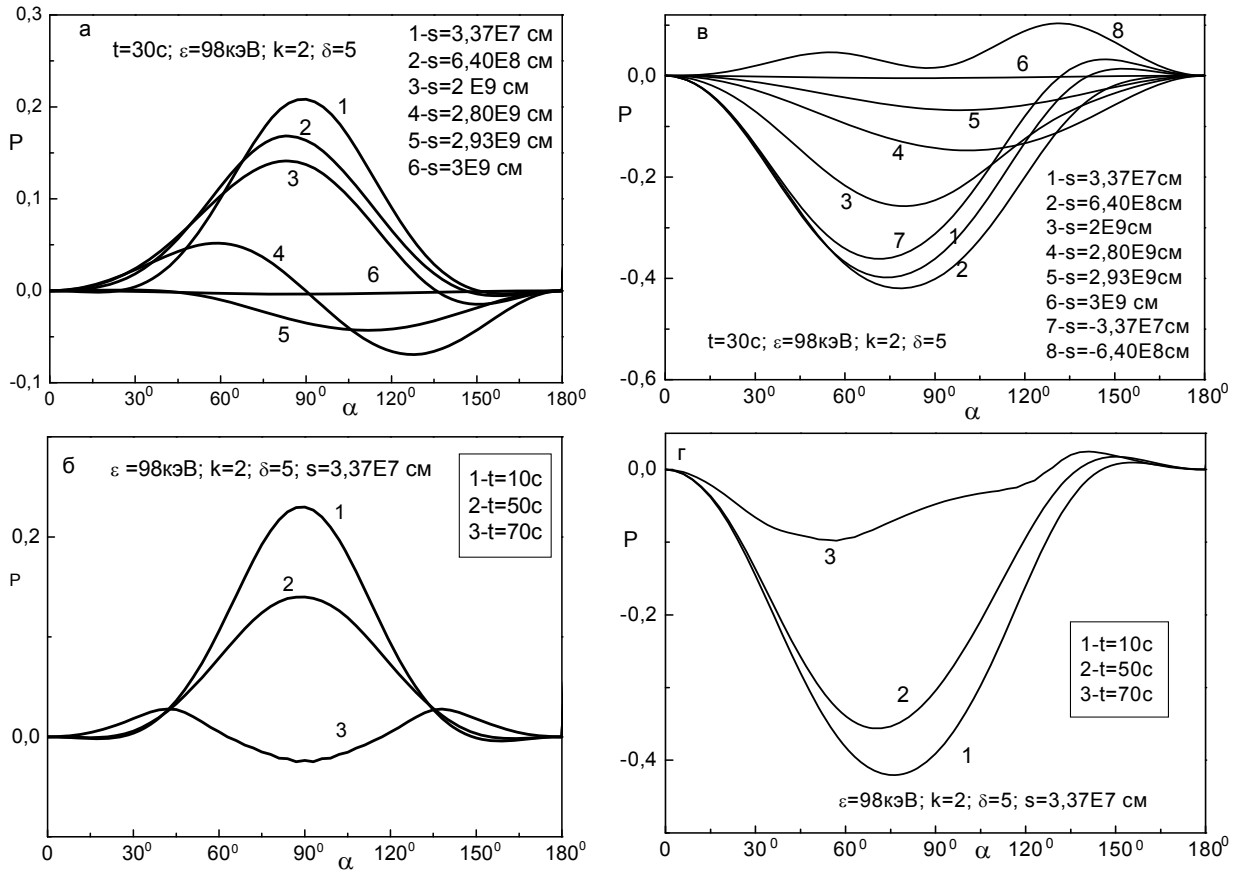


Рис. 1.

2. Импульсная инжекция

Рассмотрим результаты расчетов ЖРИ из вершины петли ($s = 3{,}37 \cdot 10^7$ см) для угла наблюдения 90° в случае импульсной инжекции: $t_1 = 2.5\ c$ и $t_0 = 1.4\ c$ при δ = 5 и k = 2 (рис. 2). В случае изотропной инжекции электронов в вершину вспышечной петли, степень поляризации также принимает положительные значения (рис. 2а). Через 0.5 с после начала инжекции она составляет ≈29% при ε ≈ 60–80 кэВ в вершине петли при угле наблюдения α = 90° и уменьшается с увеличением энергии. При продольной инжекции степень линейной поляризации может достигать отрицательных значений ≈ –50% (рис. 2б) в вершине петли для различных энергий рентгеновских квантов и для угла наблюдения α = 90°. В обоих случаях (рис. 2 а,б) высокие значения степени поляризации сохраняются несколько секунд. Для её регистрации требуется высокое временное разрешение спектрометров.

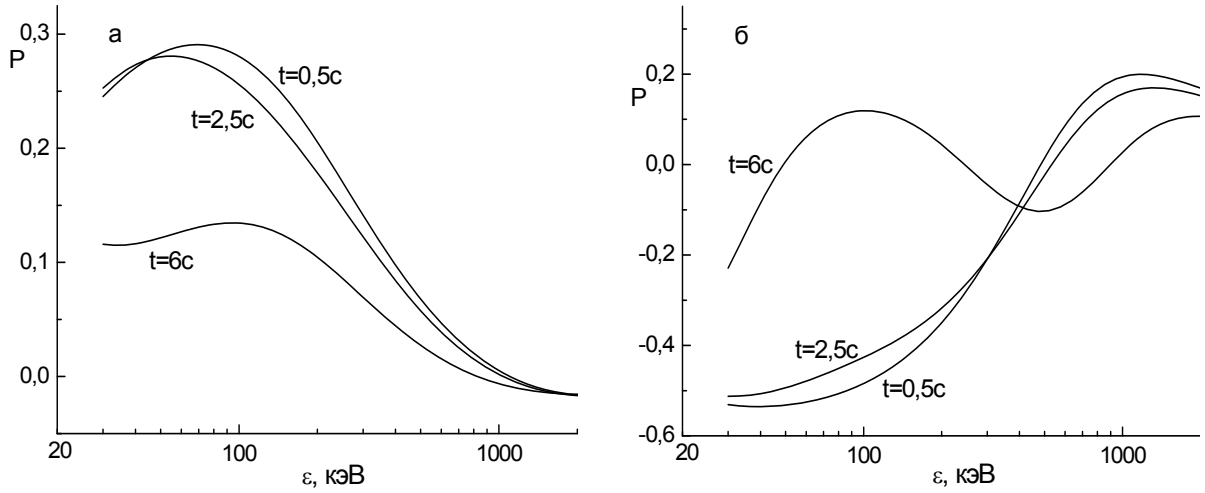


Рис. 2.

Работа И.В. Кудрявцева и В.Ф. Мельникова была частично поддержана грантом РФФИ 14-02-00924.

Литература

1. *Мельников В.Ф.* // Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1994, Т. 37(7), С. 856.
2. *Bai, T. and Ramaty* // Astrophys. J., 1978, V. 219, p. 705.
3. *Leach J., Petrosian V.* // Astrophys. J., 1981. V. 251(2). P. 781.
4. *Kelner S.R., Skrynnikov Y.I.* // Soviet Astronomy, 1985. V. 29. P. 445.
5. *Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E.* // Thechnical Physics, 2012. V. 57(10). P. 1372.
6. *Guzman A.B., Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E.* // Astron. Rep., 1996, 40(2), p. 246.
7. *Charikov Yu.E., Guzman A.B., Kudryavtsev I.V.* // Astron. Astrophys., 1996, v. 308, p. 924.
8. *Zharkova V.V., Gordovskyy M.* // Astrophysical Journal. v.651. p.553. 2006.
9. *Zharkova V.V., Kuznetsov A.A. and Siversky T.V.* // Astronomy & Astrophysics. V. 512. A8. 2010.
10. *Charikov Yu.E., Melnikov V.F., Kudryavtsev I.V.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2012. V. 52 (8). p. 1021.
11. *Melnikov V.F., Charikov Yu.E., Kudryavtsev I.V.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2013. V. 53(7), p. 863.
12. *Melnikov V.F., Charikov Yu.E., Kudryavtsev I.V.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2015, V. 55(7), p. 983.

КОСМИЧЕСКАЯ МИССИЯ ИНТЕРГЕЛИОЗОНД ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СОЛНЦА И ГЕЛИОСФЕРЫ

Кузнецов В.Д.[1], Зеленый Л.М.[2], Зимовец И.В.[2]
и команда Интергелиозонда
[1]*ФГБУН Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова Российской академии наук (ИЗМИРАН), Москва, Россия*
[2]*ФГБУН Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН), Москва, Россия*

THE SUN AND HELIOSPHERE EXPLORER – THE INTERHELIOPROBE MISSION

Kuznetsov V.D.[1], Zelenyi L.M.[2], Zimovets I.V.[2]
and the Interhelioprobe Team
[1]*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*
[2]*Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

The Interhelioprobe space mission aims to investigate the inner heliosphere and the Sun from close distances (up to 0.3 AU) and from out of the ecliptic plane (up to 30°). In this paper we describe briefly the relevance of the mission, its main scientific goals, scientific payload and ballistic scenario.

1. Введение

Несмотря на активные многолетние исследования, в физике Солнца и солнечно-земных связей остается ряд важных нерешенных проблем. В частности, до сих пор нет четкого представления о том, как работает солнечное динамо, управляющее магнитным полем и цикличностью солнечной активности, каким образом происходит нагрев солнечной атмосферы и ускорение солнечного ветра, какие механизмы ответственны за солнечные вспышечные явления, корональные выбросы массы (КВМ) и генерацию высокоэнергичных заряженных частиц – солнечных космических лучей (СКЛ). Эти и другие проблемы гелиофизики актуальны и для астрофизики в целом, поскольку аналогичные явления и процессы реализуются также на других звездах. Однако именно Солнце и околосолнечное космическое пространство позволяет в настоящее время их наиболее детальное изучение, благодаря своей относительной близости к Земле. Более того, отмеченные проблемы имеют не только чисто научное значение. Их решение также представляет большой интерес с практической точки зрения в связи с воздействием, которое Солнце оказывает на Землю, внутренние планеты солнечной системы и межпланетное пространство. Дальнейшее освоение космического пространства, безусловно, требует более глубокого понимания солнечно-земных (-планетных) связей и космической погоды.

Современные солнечные космические миссии, такие как SDO, HINODE, STEREO, RHESSI, IRIS и др., удалены от Солнца на расстояние, примерно равное одной астрономической единице (а.е.), и находятся в плоскости эклиптики. Безусловно, они обеспечивают нас большим количеством важных и интересных данных о Солнце и внутренней гелиосфере. Тем не менее, дальнейшее развитие понимания физики Солнца и солнечно-земных связей требует новых подходов. Одним из них является дистанционное зондирование Солнца с близких расстояний, существенно меньших а.е., выполняемое космическим аппаратом (КА) в и извне плоскости эклиптики и совмещенное с прецизионными локальными измерениями. Такой подход имеет ряд преимуществ. Во-первых, уменьшение перигелия позволяет наблюдать солнечную атмосферу с более высоким пространственным разрешением. Во-вторых, выход из эклиптики дает возможность наблюдать приполярные области Солнца. В-третьих, совмещение дистанционных наблюдений и локальных измерений вблизи от светила позволяет существенно более детально изучить источники солнечного ветра и СКЛ, механизмы их генерации и распространения, и продвинуться в понимании солнечно-земных связей и космической погоды.

В настоящее время развивается два космических проекта, в которых будет реализован данный подход – российский проект Интергелизонд и проект Европейского космического агентства Solar Orbiter. В данной статье приводится краткая информация о первом из них. Основные сведения о проекте сведены в Таблицу 1.

Таблица 1. Основные сведения о проекте Интергелиозонд

Заказчик	Федеральное космическое агентство (Роскосмос)
Разработчик космических аппаратов	НПО им. С.А. Лавочкина
Головная организация по созданию научной аппаратуры	ФГБНУ Институт космических исследований Российской академии наук (ИКИ РАН)
Научные руководители	Л.М. Зеленый (ИКИ РАН) В.Д. Кузнецов (ИЗМИРАН)
Научная кооперация	Россия, Польша, Франция, Чешская Республика, Австрия, Германия, Украина, Великобритания
Основная концепция	– Многоволновые наблюдения Солнца с малых расстояний (до 0.3 а.е.) – Непрерывные внеэклиптические наблюдения Солнца (до 30 градусов), включая наблюдения невидимой с Земли стороны Солнца – Локальные измерения во внутренней гелиосфере (и) вне плоскости эклиптики.
Основные научные цели	– Солнечное динамо и цикличность – Тонкая структура и динамика атмосферы Солнца – Нагрев короны и ускорение солнечного ветра – Солнечные вспышки, КВМ, солнечно-земные

	связи и космическая погода – Генерация и распространение СКЛ в гелиосфере
Космический аппарат	Трехосно-стабилизированная платформа с защитным тепловым экраном, ориентированная на Солнце
Число космических аппаратов	2
Выведение	РН Союз-2/1б с разгонным блоком Фрегат
Космодром	Байконур
Дата запуска	После 2025 г.
Орбита	Гелиоцентрическая, эллиптическая, серия гравманевров возле Земли и Венеры, резонансы с орбитой Венеры Перигелий до 0.3 а.е., афелий до 1.2 а.е. Наклонение к эклиптике до 30 градусов
Срок активного существования	5 лет
Комплекс научной аппаратуры	10 инструментов для дистанционных наблюдений Солнца + 9 приборов для локальных измерений
Масса комплекса научной аппаратуры	160 кг
Научная телеметрия	До 1 Гбайт/сутки со скоростью до 1 Мбит/с

2. Баллистический сценарий

Баллистический сценарий миссии Интергелиозонд состоит из трех основных частей:

1. Вывод КА в межпланетное пространство с космодрома Байконур с помощью ракеты-носителя Союз-2/1б и разгонного блока Фрегат;
2. Эклиптическая фаза (длительностью более 1 года), в которой КА совершит оборот вокруг Солнца и осуществит гравитационный маневр с Землей для сближения с Венерой. Будут использованы электроракетные двигательные установки (ЭРДУ), во время включения которых, по всей видимости, научные эксперименты выполняться не будут;
3. Внеэклиптическая фаза (длительностью более 3 лет), в которой КА совершит серию гравитационных маневров возле Венеры, каждый из которых должен повысить наклонение плоскости орбиты КА к плоскости эклиптики. Максимальное наклонение около 30 градусов будет достигнуто в результате последнего маневра. Орбиты КА будут находиться в резонансе с орбитой Венеры – за k полных оборотов КА вокруг Солнца Венера совершит n оборотов. Эти орбиты КА условно называются рабочими, на них должны быть проведены все основные эксперименты миссии.

Непрерывность внеэклиптических наблюдений Солнца может быть достигнута в баллистической схеме, в которой два КА выводятся на наклоненные в разные стороны орбиты с разностью фаз в четверть периода. Проработка сценария с двумя КА будет выполняться в рамках Федеральной космической программы России на 2016–2025 гг.

Таблица 2. Приборы проекта Интергелиозонд для дистанционных наблюдений

№	Прибор	Измерения	Характеристики	Масса [кг]	Потребляемая мощность [Вт]
1	Многофункциональный оптический комплекс **ТАХОМАГ**	Параметры Стокса излучения, полный вектор магнитного поля и полей скоростей на фотосфере, интенсивность оптического континуума	FOV=500"×500"; dα=0.17"-0.35"; λ=6300.5-6303.5 Å, 3000 Å; dλ=32 мÅ; B=±4000 Гс; dB=2 Гс (по лучу зрения)	36	40
2	Многоканальный солнечный фотометр **ФОТОСКОП**	Измерения солнечной постоянной, собственные глобальные колебания Солнца	FOV=10°; λ=3000-16000 Å; dλ=100 Å; dt=16 с	6.5	12
3	Спектрометр рентгеновский изображающий **ТРЕК**	ЭУФ рентгеновские изображения солнечной короны, локализация активных областей, тонкая структура солнечной короны, горячая плазма	FOV=0.7°-2°; dα=1.2"-3.5"; λ=131, 171, 304, 8.42 Å	14	15
4	Солнечный рентгеновский телескоп-спектрометр **СОРЕНТО**	Изображения источников рентгеновского излучения, измерение спектров	FOV=1.5°; E=5-100 кэВ; dα=7"; dt=0.1 с	8	6
5	Внезатменный коронограф **ОКА**	Изображения короны в белом свете, эруптивные явления, транзиенты, КВМ	FOV=8°; dα=28"; λ=4000-6500 Å	5	7
6	Гелиосферный телескоп **ГЕЛИОСФЕРА**	Изображения внутренней гелиосферы в белом свете	FOV=20°; dα=70"; λ=4000-6500 Å	5	7
7	Рентгеновский спектрометр **ХЕМИКС**	Рентгеновские спектры и химический состав плазмы короны Солнца	FOV=10°; dα=5'; λ=1.5-9 Å	6	21.5
8	Поляриметр рентгеновский **ПИНГ-М**	Потоки и спектры мягкого рентгеновского излучения Солнца Потоки, спектры, поляризация жесткого рентгеновского излучения Солнца	E_x=1.5-25 кэВ; dE=200 эВ (на 5.9 кэВ); dt≥0.1 с $E_{x,\gamma}$=20-600 кэВ; dE/E=0.12 (на E=60 кэВ); dt≥0.1 с; E_{polar} =18-150 кэВ	13.5	19.5
9	Сцинтилляционный гамма-спектрометр **ГЕЛИКОН-И**	Потоки и спектры жесткого рентгеновского и гамма-излучения Солнца и астрофизических объектов	E=0.01-15 МэВ; dE/E=0.08 (на E=662 кэВ); dt=0.001-8 с	10.5	10
10	Гамма-спектрометр **СИГНАЛ**	Потоки и спектры гамма-излучения солнечных вспышек	E_γ=0.03-5.00 МэВ; dE/E=(1.7±0.3)% (на 662 кэВ); dt=0.1-60 с	5	20
				109.5	**158.0**

Таблица 3. Приборы проекта Интергелиозонд для локальных измерений

№	Прибор	Измерения	Характеристики	Масса [кг]	Потребляемая мощность [Вт]
1	Анализатор электронов солнечного ветра **ГЕЛИЕС**	Функция распределения электронов солнечного ветра	FOV=120°x360°; E=1-5000 эВ; dE/E=0.18	2.5	3
2	Анализатор ионов солнечного ветра **ГЕЛИОН**	Энергетические и угловые спектры ионов солнечного ветра	*Ионы:* FOV=120°x100°; E/q=0.04-12 кэВ/q; dE/E=0.07; dt=10-100 с *Электроны:* FOV=15°x60°; E=0.35 эВ - 6.30 кэВ; dE/E=0.16	1.8	1.5
3	Энерго-масс-анализатор плазмы солнечного ветра **ПИПЛС-Б**	Энергетический и массовый состав ионов солнечного ветра; функции распределения ионов солнечного ветра	FOV=45°x45°; E=1-20 кэВ; m/q=2-9; m/dm=10-40; dα=2°-9°; dE/E=0.05; dt>1 мин	2.5	4
4	Анализатор пылевых частиц **ПИПЛС-А**	Межпланетные и межзвездные пылевые частицы	m=10–16-10–6 г; m/dm=100; v=5-100 км/с	2.5	9.8
5	Магнитометр **ГЕЛИОМАГ**	Гелиосферное магнитное поле и его возмущения	B=±1000 нТл dB=2 пТл	1.9	5
6	Магнитоволновой комплекс **ИМВЭ**	Быстрые вариации гелиосферного магнитного поля и потоков ионов солнечного ветра	f =300 Гц - 30 МГц E/q=0.05-5 кэВ/q; dE/E=5-7%; dt=0.031 с	9.5	18
7	Радиоспектрометр **РСД**	Радиоизлучение плазмы солнечной короны и солнечного ветра	f=15 кГц – 300 МГц DR=80 дБ	2.2	10
8	Телескоп заряженных частиц **СКИ-5**	Энергичные заряженные частицы в гелиосфере	*Электроны*: E=6-40 кэВ, 0.15-10 МэВ *Протоны:* E~1-100 МэВ *Ионы*: E~1-10 МэВ/нуклон	4.5	14
9	Детектор нейтронов **ИНТЕРСОНГ**	Солнечные нейтроны, жесткое рентгеновское и гамма-излучение солнца	E_n=3-100 МэВ E_γ=0.03-10 МэВ	6.5	15
				33.4	**80.3**

3. Комплекс научной аппаратуры (КНА)

В состав научной аппаратуры проекта Интергелиозонд входит 19 приборов, 10 из которых предназначены для дистанционных наблюдений процессов, происходящих на Солнце и в ближайшем околосолнечном пространстве, и 9 – для локальных гелиосферных измерений. Названия, назначение и основные характеристики указанных групп приборов приведены в Таблицах 2 и 3, соответственно. Головной организацией, отвечающей за разработку и создание КНА, является ИКИ РАН. В состав разработчиков приборов КНА входит ряд российских организаций (ИКИ РАН, ИЗМИРАН, НИРФИ, ФИАН, НИИЯФ МГУ, ФИАН, ФТИ РАН), а также иностранные партнеры из Польши, Франции, Австрии, Германии, Чехии, Украины и Великобритании.

4. Космический аппарат

Космический аппарат проекта Интергелиозонд представляет собой солнечно-ориентированную трехосно-стабилизированную платформу с размерами приблизительно 3.7×5.2×3.7 м^3. КА должен обеспечить доставку и функционирование КНА на рабочих орбитах в течение более трех лет в условиях повышенных потоков солнечного излучения и радиации, а также передачу научных данных на Землю в объеме до 1 Гбайт в сутки. Для защиты от перегрева КНА и служебных систем КА обеспечен тепловым экраном с рабочими окнами для телескопических наблюдений. КА разрабатывается в НПО им. С.А. Лавочкина.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИНАМИКИ ИСТОЧНИКОВ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Кузнецов С.А.[1,2], Моргачев А.С.[1,2], Зимовец И.В.[3], Струминский А.Б.[3]
[1]Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород
[2]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург
[3]Институт космических исследований РАН, Москва

STUDY OF THE SPATIAL DYNAMICS OF THE SOURCES OF HARD X-RAY QUASI-PERIODIC PULSATIONS IN SOLAR FLARES

Kuznetsov S.A.[1,2], Morgachev A.S.[1,2], Zimovets I.V.[3], Struminsky A.B.[3]
[1]Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod
[2]Central Astronomical Observatory at Pulkovo, RAS, St. Petersburg
[3]Space Research Institute, RAS, Moscow

We present a brief description of the method, which we are currently developing for study physical properties of quasi-periodic pulsations in solar flare with hard X-ray emission. The preliminary analysis of the M4.6-class flare of 9 November 2002 is given as an example. It is shown that the double footpoint-like hard X-ray (25–50 keV) sources move along the magnetic neutral line in course of the flare. This can be interpreted as successive involvement of new flaring loops of the magnetic arcade into the energy release process. Our observational results are in agreement with some previous works on this topic. Description of the systematic study of this phenomenon for a large number of events will be presented later.

Весьма интересным феноменом является квазипериодический характер всплесков жесткого рентгеновского (ЖР) и микроволнового (МВ) излучений, наблюдаемый во многих солнечных вспышках [1, 2]. Квазипериодические пульсации (КПП) могут быть либо внутренним свойством самого процесса вспышечного энерговыделения, либо же свидетельствовать о том, что процесс энерговыделения модулируется извне. Это остается открытым вопросом. Ответ на этот вопрос может быть полезен для общего понимания процессов вспышечного энерговыделения.

Для объяснения квазипериодических пульсаций (КПП) вспышек было предложено несколько различных моделей [1, 2], основу большинства которых составляют МГД осцилляции магнитных (токовых) петель. Характерные наблюдаемые периоды КПП ЖР и МВ излучения вспышек составляют доли секунды – десятки секунд. Это хорошо соответствует периодам собственных мод МГД осцилляций магнитных петель в активных областях. Тем не менее, несмотря на то, что сами осцилляции корональных петель достаточно хорошо наблюдаются, до сих пор не было представлено однозначных и бесспорных наблюдательных подтверждений их прямой связи с КПП ЖРИ и МВ излучения вспышек.

Вместе с тем, есть основания полагать, что КПП вспышек могут иметь и иную причину, нежели МГД осцилляции корональных петель. А именно, отдельные всплески излучения могут испускаться из различных участков вспышечной области – из различных магнитных петель вспышечной магнитной аркады. При этом нужно подчеркнуть, что до сих пор наблюдения перемещающихся источников КПП ЖР излучения имели штучный характер [например, 3, 4]. Систематического исследования пока что не было выполнено. Данная работа нацелена на то, чтобы провести предварительную подготовку к такому исследованию. В рамках этой статьи будет дано описание разрабатываемой нами в настоящее время методики анализа данных на примере одного события (9 ноября 2002 года) ввиду небольшого формата статьи.

При составлении предварительного каталога событий с целью последующего их анализа отбирались солнечные вспышки, наблюдавшиеся космическим аппаратом RHESSI [5] с 12 февраля 2002 года по 21 июня 2015 года. В результате был составлен предварительный каталог из 142 событий за 2002–2015 года. Основным критерием отбора событий было наличие трех и более отдельных пиков (всплесков) излучения во временных профилях темпов счета RHESSI в энергетическом канале 50-100 кэВ. Очевидно, что при меньшем числе пиков излучения (только один или два) говорить о КПП не имеет смысла. Кроме того, многие события были исключены на основании следующих факторов, ухудшающих качество данных: низкое отношение сигнал/шум в канале 50–100 кэВ, высокий уровень потоков заряженных частиц на детекторах, частая смена аттенюаторов, близость вспышечной области к лимбу Солнца (более 800 угл. сек. от центра диска). Таким образом, было отобрано 26 событий, сформировавших базу данных для дальнейшего исследования.

Перед построением изображений ЖР источников проводилась процедура обработки временных профилей темпов счета для выявления значимых пиков (всплесков/пульсаций) излучения с помощью критерия, который позволял отбросить случайные всплески во временных профилях ЖР, связанные с фоновым излучением Солнца и шумами детекторов. Суть этого критерия заключается в следующем. Для предвспышечного временного интервала в профиле темпа счета в канале 50–100 кэВ определялись среднее значение и среднеквадратичное отклонение (σ). Затем находились моменты времени для всех локальных максимумов и локальных минимумов временного профиля. Каждый локальный максимум соответствовал наблюдаемому пику всплеска ЖР излучения (рис. 1, верхняя панель). После этого вычислялся уровень (амплитуда) каждого всплеска как разность между значением в локальном максимуме профиля и предшествующем ему локальном минимуме (рис. 1, нижняя панель). Для построения изображений отбирались те пики, уровень которых больше σ предвспышечного фона в три раза. Таким образом, согласно критерию значимости пиков, в

событии 9 ноября 2002 года имеет смысл анализировать только 16 пиков излучения из 23-ти зафиксированных. Остальные 7 пиков можно считать шумовыми флуктуациями.

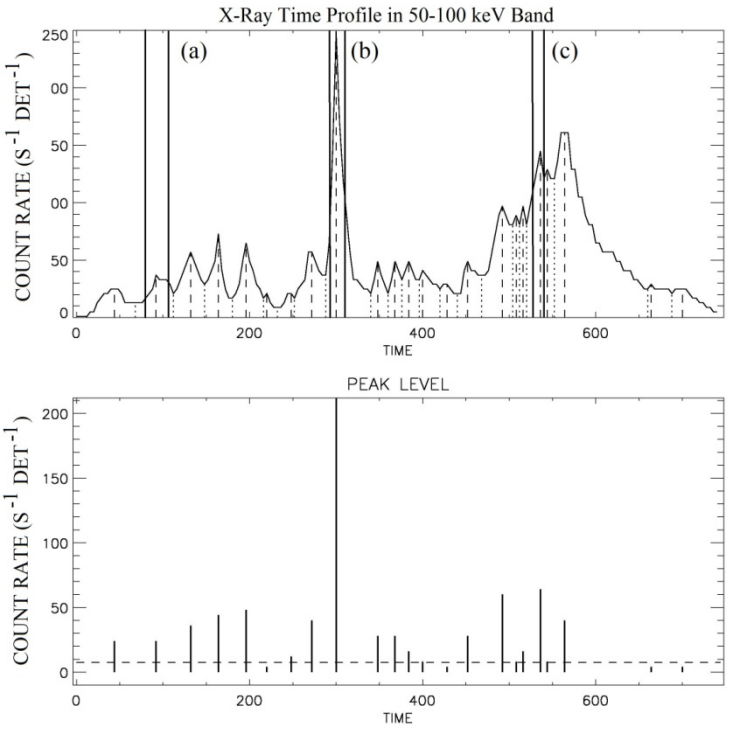


Рис. 1. *Верхняя панель:* временной профиль темпов счета RHESSI в канале 50–100 кэВ. Вертикальными штриховыми линиями обозначены локальные максимумы кривой темпов счета, пунктирными – минимумы. Вертикальными сплошными линиями обозначены интервалы времени (a), (b) и (c), для которых проводился синтез изображений ЖР источников, показанных на рис. 2. *Нижняя панель:* амплитуды пиков излучения. Горизонтальная штриховая линии показывает уровень утроенного среднеквадратичного отклонения предвспышечного фона.

В результате отбора значимых пиков (всплесков) излучения были синтезированы серии изображений ЖР источников в диапазоне 25–50 кэВ в окрестности этих пиков так, что момент пиков приходился примерно на середину выбранного временного интервала синтеза. Канал 25–50 кэВ выбран потому, что для многих отобранных вспышек RHESSI регистрирует в нем достаточное количество отсчетов для синтеза качественных изображений источников ЖР излучения. Для процедуры синтеза изображений были использованы алгоритмы CLEAN и PIXON. Динамика движения источников была изучена относительно линии инверсии магнитной полярности (ЛИМП) на фотосфере. Это довольно традиционный способ привязки рентгеновских источников к геометрическим особенностям вспышечных областей [см., например, 6]. ЛИМП определялись посредством анализа фотосферных магнитограмм продольного по лучу зрения компонента магнитного поля, построенных с помощью космических инструментов MDI/SOHO и HMI/SDO.

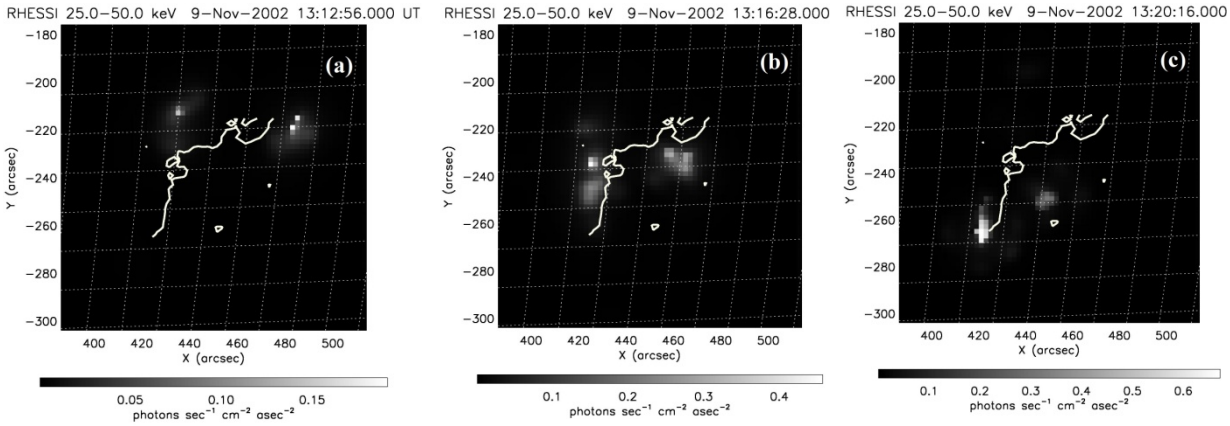


Рис. 2. Изображения ЖР источников в диапазоне 25–50 кэВ, соответствующие интервалам интегрирования 13:12:56–13:13:16 (панель a), 13:16:28–13:16:40 (панель b), 13:20:16–13:20:42 (панель c). Белой сплошной линией обозначена линия инверсии магнитной полярности.

На рис. 2a,b,c представлены изображения ЖР источников в диапазоне 25–50 кэВ в различные моменты времени для трех пиков излучения, выделенных на рис. 1.

Основным наблюдательным результатом для данной вспышки является тот факт, что с течением времени, от пика к пику, происходит движение парных ЖР источников вдоль ЛИМП в направлении с северо-запада на юго-восток диска Солнца. Подобная динамика источников ЖР всплесков обусловлена последовательным вовлечением во вспышечный процесс новых петель магнитной аркады. Этот результат ранее был получен для данного события в работе [3].

Необходимо отметить, что найденный характер динамики ЖР источников хорошо согласуется с результатами работ [4, 7]. Анализ остальных 25 событий нашего каталога должен показать, насколько общим является такой характер динамики ЖР источников вспышек – с КПП и без них.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 15-32-50998, №14-02-00924 и Фонда им. Марии Кюри № FP7-PEOPLE-2011-IRSES-295272.

Литература

1. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* УФН, 2008, Т. 178, № 11, с. 1165–1204.
2. *Nakariakov V.M., Melnikov V.F.* Space Sci. Rev., 2009, V. 149, p. 119–151.
3. *Grigis P.C., Benz A.O.* ApJ, 2005, V. 625, p. L143–L146.
4. *Zimovets I.V., Struminsky A.B.* Solar Phys., 2009, V. 258, p. 69–88.
5. *Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J., et al.* Solar Phys., 2002, V. 210, p. 3–32.
6. *Bogachev S.A., Somov B.V., Kosugi T., Sakao T.* ApJ, 2005, V. 630, p. 561–572.
7. *Зимовец И.В., Кузнецов С.А., Струминский А.Б.* ПАЖ, 2013, Т. 39, № 4, с. 297–309.

ИЗМЕНЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ ПО СОДЕРЖАНИЮ КОСМОГЕНОГО ИЗОТОПА ^{14}C ВО ВРЕМЯ МАЛОГО ЛЕДНИКОВОГО ПЕРИОДА

Кулешова А.И.[1], Дергачев В.А.[2], Кудрявцев И.В.[2,1], Наговицын Ю.А.[1,3], Огурцов М.Г.[2,1]

[1]ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
[3]ГУАП, Санкт-Петербург, Россия

THE VARIATION IN SOLAR ACTIVITY USING DATA FROM CONTENT OF COSMOGENIC ISOTOPE ^{14}C DURING LITTLE ICE AGE

Kuleshova A.I.[1], Dergachev V.A.[2], Koudriavtsev I.V.[2,1], Nagovitsyn Y.A.[1,3], Ogurtsov M.G.[2,1]

[1]Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg
[2]Ioffe Physico-technikal Institute of RAS, St. Petersburg
[3]St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

The data on the content of cosmogenic isotope ^{14}C in tree rings make it possible to study the variation of solar activity in the past epoch. Variations in solar activity leads to changes in the interplanetary magnetic field and, as a consequence, variations in the intensity of galactic cosmic rays (GCR), which influence on the production ^{14}C isotope in the Earth's atmosphere. This makes it possible to reconstruct the rate of generation of this isotope in the atmosphere and, also, solar activity in the past. However, there are a number of difficulties, such as climate change, could distort the data. The reason for this is that after the production in atmosphere ^{14}C isotopes are involved in the exchange between the natural reservoirs. Climate change leads to a redistribution of the carbon isotopes between the atmosphere, ocean, biosphere, humus, and this will be reflected in the data on the content of ^{14}C in tree rings. Therefore, for correct reconstruction of solar activity in the past era we need to consider the impact of climate change. In this paper we consider climate influence on the time interval from the end of the 14th century to the beginning of the 19th, which includes the Spörer minimum, the Maunder minimum, the Dalton minimum, and the Little Ice Age. Results reconstructions of solar activity for a given time period are discussed. It is shown that the depth of the Maunder minimum might be comparable to the depth of the Dalton minimum.

Данные по относительному содержанию космогенного изотопа ^{14}C в земной атмосфере в прошлые столетия, полученные на основании измерения содержания этого изотопа в кольцах деревьев известного возраста, часто используются для реконструкции интенсивности космических лучей (КЛ) и солнечной активности (СА) в прошлом. Реконструкции интенсивности КЛ в околоземном пространстве на основе данных по содержанию изотопа ^{14}C в кольцах деревьев производятся уже достаточно давно (см., например, [1]). В более поздних работах производится учет влияния геомагнитного поля на проникновение частиц КЛ в земную атмосферу (см.,

например [2, 3]). В работе [3] приводятся результаты реконструкции скорости генерации изотопа ^{14}C в земной атмосфере и активности Солнца на временном интервале от 1150 года до нашей эры до 1950 года нашей эры. Данные результаты показывают аномально высокие значения скорости генерации ^{14}C во время минимумов СА Шпёрера и Маундера и чрезвычайно низкие реконструируемые значения чисел солнечных пятен в эти периоды (вплоть до отрицательных!). Однако, в работе [3] не исследуется вопрос о влиянии климатических изменений на результаты реконструкции, необходимость учета которых отмечалась уже достаточно давно.

Так, в работе [4] отмечена важность учета влияния температурных вариаций, которая обусловлена зависимостью скоростей перехода ^{14}C между природными резервуарами. Хорошо известно, что при потеплении в водном резервуаре происходит уменьшение концентрации растворенного в ней CO_2, т.е. происходит дегазация, а при охлаждении воды растворимость CO_2 увеличивается. Поэтому при изменении глобальной температуры необходимо учитывать зависимость от температуры скорости перехода изотопов углерода между океаном и атмосферой.

Как известно, заметные температурные изменения происходили во время т.н. "Малого Ледникового Периода" в 15–18 вв. В [5] приведены результаты реконструкции изменения температуры поверхностного слоя океана вблизи Антарктиды в течение последних 12000 лет. Величина этих изменений достигала нескольких градусов, и, что особенно следует отметить, эти вариации совпадали с глобальными климатическими вариациями. В середине второго тысячелетия нашей эры наблюдалось резкое уменьшение температуры поверхностного слоя воды вблизи Антарктиды, совпадающего по времени с Малым Ледниковым Периодом. Следовательно, вариации температуры атмосферы и океана должны приводить к перераспределению ^{14}C между этими резервуарами.

Влияние этого эффекта было рассмотрено в [6], где было показано, что влияние вариаций глобальной температуры на содержание изотопа ^{14}C в земной атмосфере может быть сравнимо с влиянием вариаций интенсивности галактических космических лучей. Кроме того, в атмосфере Земли имеет место изменение концентрации углекислого газа. В работе [7] показано, что уменьшение концентрации CO_2 во время Малого Ледникового Периода [8] может быть связано с изменением скорости обмена углекислым газом между поверхностным слоем океана и атмосферой. Влияние климатических изменений на скорость генерации космогенного изотопа ^{14}C в земной атмосфере с конца 14 и до середины 19 века было рассмотрено в работе [9]. Было показано, что данная скорость генерации во время солнечных минимумов Шперера и Маундера могла быть сравнима со скоростью генерации во время минимума Дальтона.

Целью настоящей работы является проведение реконструкции активности Солнца на данном временном интервале с использованием скоро-

стей генерации *Q(t)* изотопа ^{14}C, полученных в работе [9] с учетом температурных реконструкций [10 - 12] и вариаций содержания CO_2 [8]. Здесь необходимо отметить, что существует неопределенность с величиной среднего значения параметра *Q*. Поэтому мы будем выбирать начальные условия (концентрации изотопов ^{14}C в различных природных резервуарах) пропорционально начальным условиям, используемым в работе [9], с таким коэффициентом пропорциональности *x* (см. [9]), чтобы максимальное значение скорости генерации изотопа ^{14}C во время минимума Дальтона совпадало со значением в работе [3].

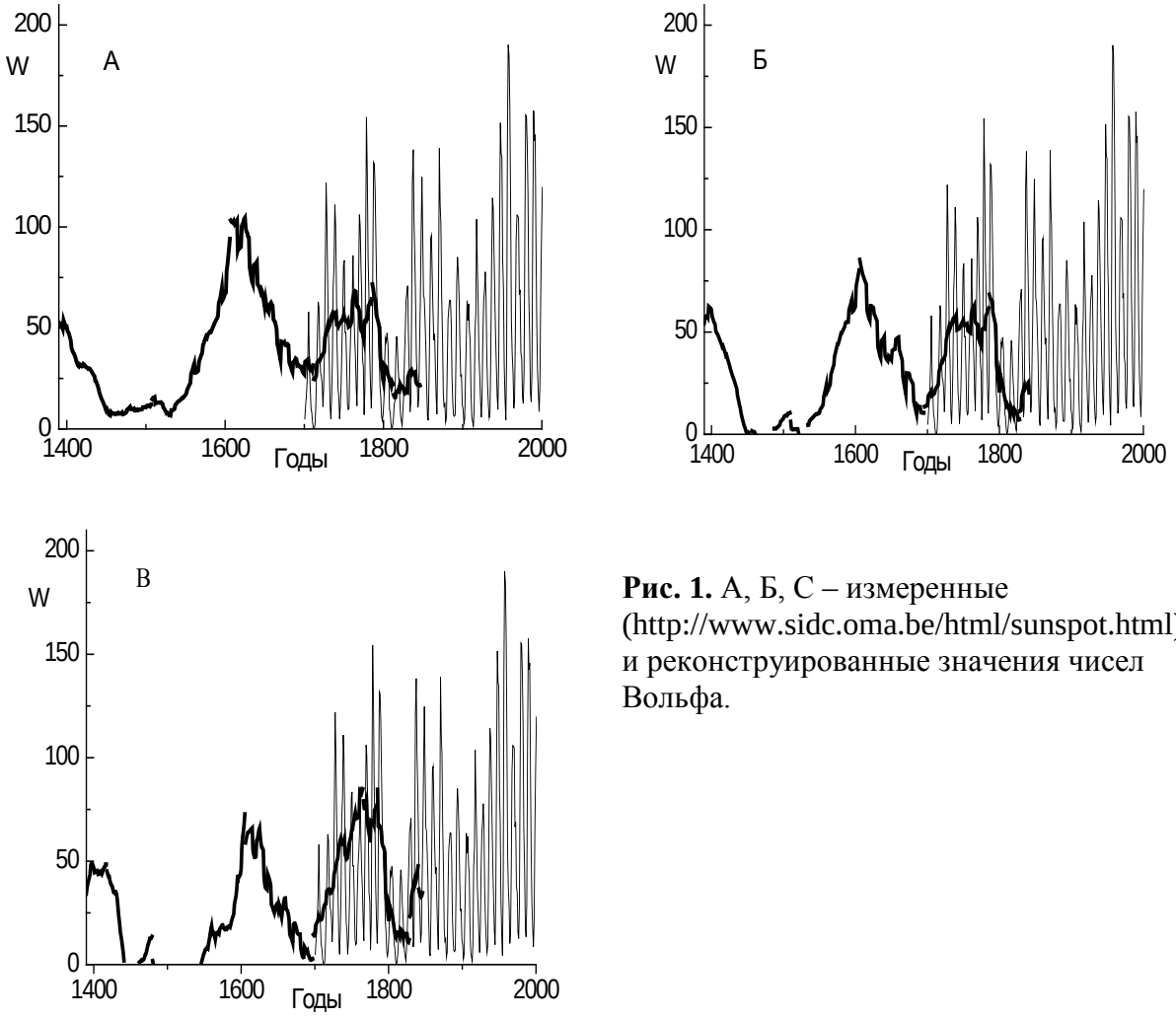


Рис. 1. А, Б, С – измеренные (http://www.sidc.oma.be/html/sunspot.html) и реконструированные значения чисел Вольфа.

Учёт влияния магнитного поля Земли проводится, согласно работам [2, 3], при переходе от реконструированных значений скоростей генерации изотопа ^{14}C к модуляционному потенциалу φ. Для реконструкции чисел Вольфа на основе φ мы будем использовать регрессию между расчетными значениями φ и усредненными по 11-летнему циклу числами Вольфа с начала 18 века и по начало 19-го. При этом, согласно [13], мы рассматривали регрессию между этими величинами для фазы роста и фазы спада раздельно.

На рисунке 1А, Б, В приведены реконструкции чисел Вольфа с учетом изменения концентрации газа CO_2 в атмосфере и вариаций температуры. При этом были рассмотрены три температурные реконструкции – Манна и др.[10], Кроули и Лоури [11] и Моберга и др. [12], соответственно. Также как и в работе [9], расчеты приведены для температурного коэффициента $0.1K^{-1}$.

Как видно из рисунков, учет вариаций CO_2 и глобальной температуры приводит к тому, что реконструированные значения чисел Вольфа во время минимума Маундера могут быть сравнимы со значениями во время минимума Дальтона, а во время минимума Шперера эти значения могли быть ниже. Последнее обстоятельство требует дальнейшего изучения. Результаты реконструкции в случае пренебрежения климатическим влиянием подобны тем, которые приведены в работе [3].

Работа Кулешовой А.И., Кудрявцева И.В., Наговицына Ю.А. и Огурцова М.Г. выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 13-02-00277; 13-02-00783; 13-05-01052

Литература

1. *Кочаров Г.Е. и др.* Письма в астрономический журнал, 1983, Т. 9, № 4, С. 206.
2. *Kovaltsov G.A. et al.* Earth and Planetary Science Letters, 2012, V. 337–338, P. 114–120.
3. *Usoskin I. et al.* Astronomy & Astrophysics, 2014, V. 562, L10.
4. *Дергачев В.А., Остряков В.М.* // Труды 6 всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси 13–15 октября 1976 г. Тбилиси, 1978. С. 177.
5. *Shevenell A.E. et al.* Nature, 2011, V. 470, P. 250.
6. *Kudryavtsev I.V. et al.* Geomagnetism and Aeronomy, 2013, V. 53, No. 8, P. 927–931.
7. *Koudriavtsev I. et al.* Geohronometria, 2014, V. 41(3), P. 216.
8. *EtheridgeD.M. et al.*1998, http://cdiac.ornl.gov/ftp/trends/co2/lawdome.smoothed.yr75
9. *Kuleshova A.I. et al.* Geomagnetism and Aeronomy, 2015, Vol. 55, No. 8.
10. *Mann M.E. et al.* Geophysical Res. Let., 1999, V. 26, P. 759–762.
11. *Crowley T.J., Lowery T.S.* Ambio, 2000, V. 29, P. 51–54.
12. *Moberg A, et al.* Nature, 2005, V. 433, P. 613–617.
13. *Usoskin I.G. et al*. J. Geophys. Res., 2002, V. 107(A11), P. 1374.

СПЕКТРАЛЬНО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 20.03.2015 г. НА РАДИОТЕЛЕСКОПАХ РАТАН-600 И БПР (ДИНАМИКА И ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ)

Курочкин Е.А.[1], Богод В.М.[1], Венгер А.П.[1], Коржавин А.Н.[1], Петерова Н.Г.[1], Стороженко А.А.[1], Топчило Н.А.[2], Шендрик А.В.[1]

[1]Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]НИАИ им. В.В. Соболева СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

SPECTRAL AND POLARIZATION OBSERVATIONS OF SOLAR ECLIPSE DURING MARCH 20, 2015 WITH THE RATAN-600 AND LARGE PULKOVO RADIOTELESCOPE (LPR)

Kurochkin E.A.[1], Bogod V.M.[1], Venger A.P.[1], Korzhavin A.N.[1], Peterova N.G.[1], Storozhenko A.A.[1], Topchilo N.A. [2], Shendrik A.V.[1]

[1]St.Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia
[2]Sobolev Astronomical Institute of St Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

The first results of solar eclipse observations at microwaves during March 20.2015 (phase ~ 0.4–0.8) are described. The observations during nearest days before and after eclipse in the period March 13-25, 2015 also were provided. The observations were made with the radiotelescopes RATAN -600 and LPR in the wavelength range (1.7–10 cm). The best spatial resolution of RATAN-600 is 17"×12.5' (at 2 cm) and frequency resolution up to ~ 1%. All observations were carried out in solar tracking mode during time interval 4 hours at about the local noon (~ 9.5 ^{h} UT) with 8 min time cadence.

Приведены первые результаты наблюдений микроволнового излучения Солнца во время затмения 20.03.2015 г. (фаза ~ 0,4–0,8), а также до и после него – в период (13–25).03.2015 г. Наблюдения выполнены с помощью БПР (5 см) и РАТАН-600 (1.7–10 см, частотное разрешение ~1%) в режиме квазислежения за Солнцем в течение ± 2 ^{h} около момента местного полдня (~ 9.5 ^{h} UT) со скважностью ~ 8^m.

Получены спектры потоков радиоизлучения локальных источников над активными областями (АО) различной морфологии и структуры магнитного поля: (1) униполярного пятна в NOAA 12303 и (2) сложного комплекса из двух групп пятен NOAA 12297+12301, породившего несколько мощных вспышек (класса X и M). Наиболее ценным результатом наблюдений является динамика характеристик радиоизлучения активной области NOAA 12297. Анализ этой динамики позволяет уточнить критерий Танака-Эноме (КТ-Э) [1], используемый как метод прогнозирования вспышечной активности Солнца по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 и еже-

дневно публикуемый на сайте Радиоастрономического центра прогноза солнечной активности САО РАН (http://www.spbf.sao.ru/prognoz) [2]. Кроме динамики проанализирована и высотная структура источника микроволнового излучения, лежащего над АО 12297 (см. рис. 1), с целью поиска областей, дающих избыток коротковолнового излучения, что важно для понимания физических основ критерия Танака-Эноме.

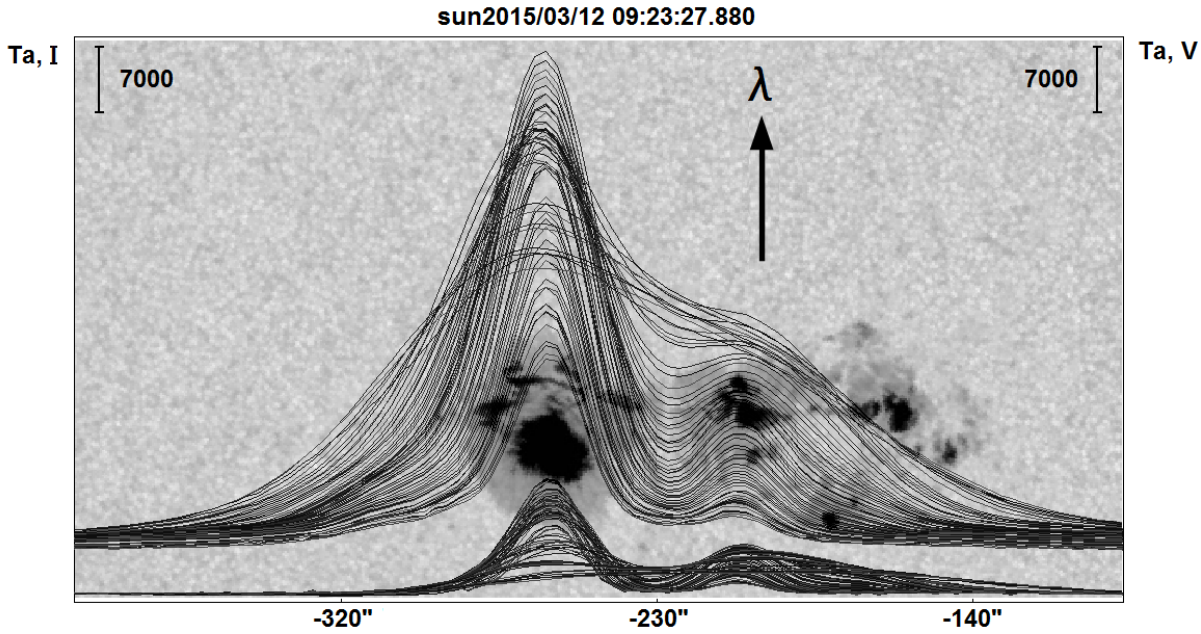


Рис. 1. Структура АО 12297 в максимуме ее вспышечной активности.

Активная область NOAA 12297 была, как отмечено выше, весьма вспышечно-продуктивной (см. рис. 2). В день 12 марта 2015 г. наблюдения приходятся на фазу PBI (post burst increase) события C8.9 – поток этой АО во всем диапазоне максимален (50 с.е.п. на 10 ГГц). В этот день NOAA 12297 произвела кроме вспышек класса С еще 5 более мощных М-класса. В процессе развития росла площадь самого крупного (хвостового) пятна и восточнее от него возникали («всплывали») новые, очень динамичные пятна меньшей площади. Именно в этот период происходят вспышки класса М и Х – после 13.03.2015 г. их количество существенно уменьшается. Видно также (см. рис. 3), что в период наибольшей вспышечной активности (11–13.03) максимум спектра смещен в сторону коротких волн, а при ее уменьшении, начиная с 14.03, сдвигается к длинным волнам. Такого рода изменения находятся в соответствии с КТ-Э.

Наблюдения велись также и на БПР (на волне 5 см), на рис. 4 показаны сканы диска Солнца накануне затмения (19 марта 2015 г.) и в день затмения (20 марта 2015 г.). Обстоятельства затмения для РАТАН-600 и БПР были различны (фаза 0,4 и 0,8 соответственно). Вследствие этого 20 марта 2015 г. во время наблюдений на БПР NOAA 12303 и частично NOAA 12297 были закрыты диском Луны. Угловое разрешение БПР втрое ниже,

чем у РАТАН-600, однако величину полного потока излучения, измеряемого как площадь под кривой записи (на рис. 4 это иллюстрируется на примере АО 12303), на БПР можно определить не хуже, чем на РАТАН-600 (для обоих инструментов точность ~ 10–30%).

Рис. 2. Динамика площади пятен и полного потока микроволнового излучения источника над АО 12297. Обозначены моменты вспышек класса M (сплошная вертикальная линия) и X (пунктирная вертикальная линия).

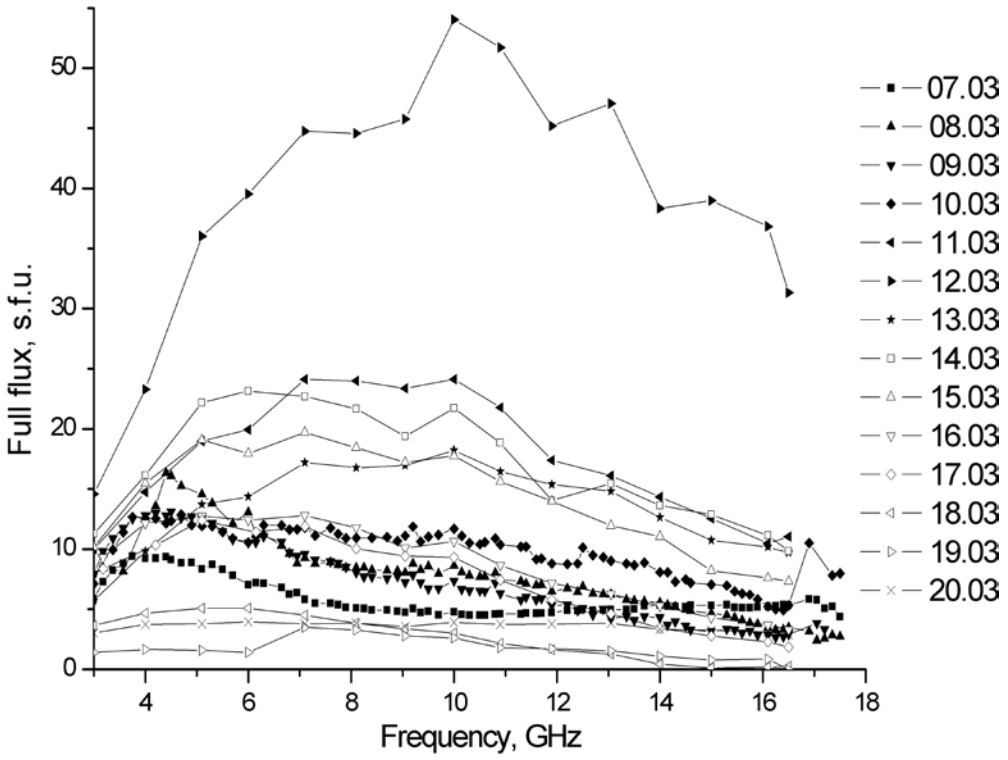


Рис. 3. Динамика спектра полного потока вспышечно-продуктивной АО 12297.

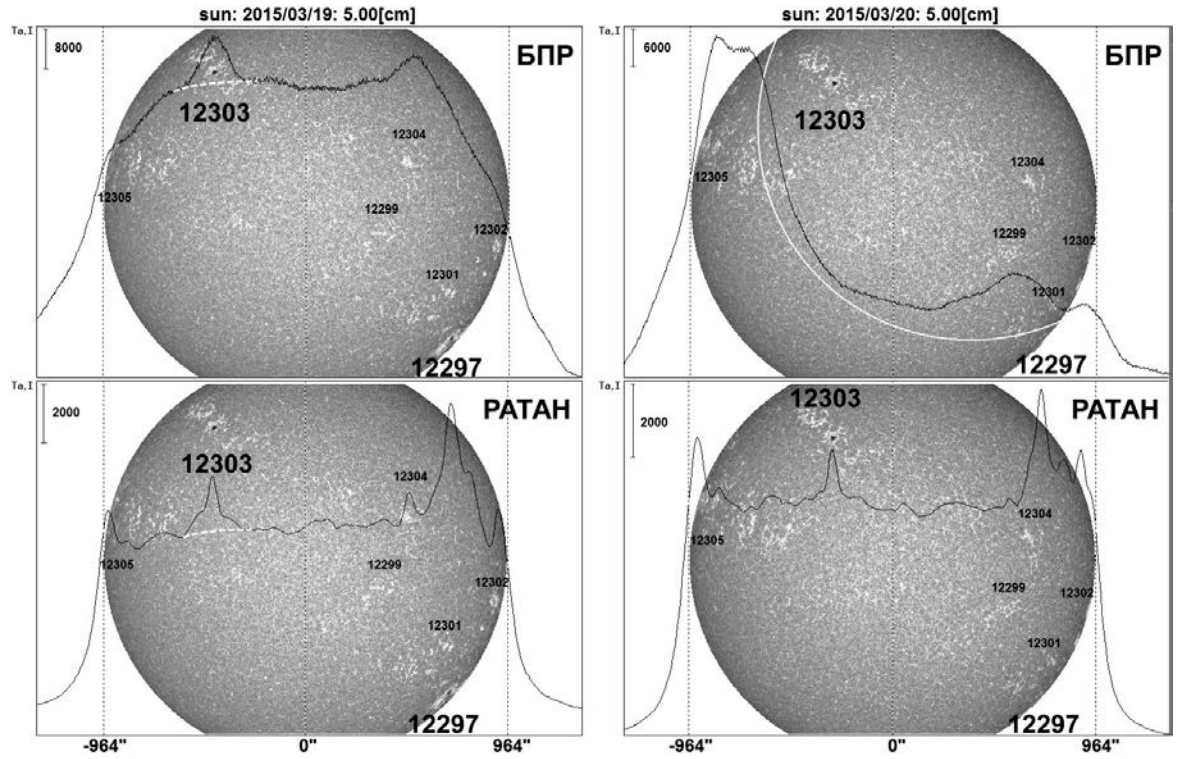


Рис. 4. Наблюдения (сканы Солнца) в момент местного полдня на БПР и РАТАН-600 накануне и в день затмения 20.03.2015 г. *Верхний ряд* – БПР, *нижний* – РАТАН-600. Сканы наложены на изображение Солнца в линии 1700 Å (SDO/AIA). Пунктирными белыми линиями отмечено фоновое излучение диска Солнца. Для наблюдений на БПР за 20.03 отмечено положение лимба Луны.

Применяемый сейчас метод прогнозирования вспышечной активности Солнца [2] основан именно на этой величине, измеряемой по наблюдениям на РАТАН-600. Изначально метод был опробован по наблюдениям на БПР, оправдываемость прогноза эпизодически проверялась [3–4].

Очевидно, что в целях прогнозирования вспышечной акивности Солнца, БПР вполне пригоден для заполнения лакун в наблюдениях на РАТН-600. Кроме того, он необходим для контроля за точностью измерений потока на РАТАН-600, характеристики которого следует проверять при каждой смене первичного облучателя. На БПР сохраняется неизменным хорошо изученный тип облучателя (открытый конец круглого волновода).

Литература

1. *Tanaka H., Enome S.* // 1975, Solar Phys., v. 40, p.123.
2. *Tokhchukova S.Kh. et al.* // 40th COSPAR Scientific Assembly. 2014, Moscow, Russia, Abstract E2.1-20-14.
3. *Борисевич Т.П. и др.* // Космические Исследования, 2004, т. 42, № 6. с. 1.
4. *Петерова Н.Г. и др.* // Изв. ГАО в Пулково, 2006, т. 218, с. 415.

О ПРИНЦИПАХ ОПИСАНИЯ НУЛЕВЫХ ТОЧЕК ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРОСТРАНСТВЕ

Лукашенко А.Т.[1], Веселовский И.С.[1,2]

[1]*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва*

[2]*Институт космических исследований РАН, Москва*

ON THE PRINCIPLES OF 3D HIGHER ORDER MAGNETIC FIELD NULL POINTS DESCRIPTION

Lukashenko A.T.[1], Veselovsky I.S.[1,2]

[1]*Skobeltsyn Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

[2]*Space Research Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

In the processes on the Sun a topological structure of the magnetic field, for which null points are a part of, plays an important role. Finding those lines, where the magnetic field vector directs along the position vector or vanishes, can help to describe magnetic nulls. We call such lines reference rays. In the vicinity of the most typical (non-degenerate) 1st order null point there are six non-zero reference rays, composing three mutually perpendicular lines [1, 2]. In the vicinity of the most typical point of 2nd order – up to 14 reference rays, which are also non-zero and may have different mutual arrangement in the space. The presence of null lines (one possible in the case of 1st order and up to three in the 2nd) means degeneration. In these cases one needs to take into account along these lines higher order terms of the Taylor expansion. It is also possible purely geometric degeneration (the appearance of additional symmetries). The results may be useful not only for the null point description, but also in other applications relating to the analysis of expansion in spherical harmonics.

Введение

Нулевые точки магнитного поля (точки, в которых $\mathbf{B}=0$) могут быть классифицированы, во-первых, по их порядку p, под которым мы подразумеваем порядок наинизшего ненулевого члена разложения компонент вектора поля в ряд Тейлора вблизи такой точки. Согласно определению [3], “скелет” нулевой точки – это совокупность линий поля, оканчивающихся в нуле. Он может включать как одномерные (т.н. γ-линии [4]), так и двумерные (т.н. Σ-поверхности [4]) многообразия. Можно говорить о различии типов точек одного порядка по совокупности этих многообразий, с учётом того, входят составляющие их линии в нулевую точку (γ_-, Σ_-) или выходят из неё (γ_+, Σ_+). Существенно также отсутствие или наличие проходящих через нулевую точку нулевых (в порядке p) прямых, поскольку во втором случае нужно учитывать влияние нелинейности более высокого порядка. Следующее уточнение классификации может быть произведено по наличию тех или иных симметрий и по асимптотическому поведению линий поля вблизи линий и поверхностей “скелета”.

Поиску γ-линий и Σ-поверхностей помогает решение следующей задачи на собственные функции (СФ):

$$\mathbf{B} = \lambda R^{p-1}\mathbf{R}, \tag{1}$$

где $\mathbf{R}$ – радиус-вектор, λ – собственные значения (СЗ). Далее мы будем называть лучи с началом в нулевой точке, на которых выполняются уравнение (1), реперами. У нулей чётного порядка СЗ λ на дополняющих друг друга до прямой лучах одинаковы, а у нечётного – отличаются знаком.

Нулевые точки потенциального поля

В потенциальном случае вектор магнитного поля представим как градиент потенциала $\mathbf{B} = \nabla U$, который должен удовлетворять уравнению Лапласа:

$$\Delta U = 0. \tag{2}$$

Разложение потенциала в ряд Тейлора вблизи нулевой точки:

$$U = \left.\frac{\partial^2 U}{\partial x_i \partial x_j}\right|_{\mathbf{R}=0} x_i x_j + \left.\frac{\partial^3 U}{\partial x_i \partial x_j \partial x_k}\right|_{\mathbf{R}=0} x_i x_j x_k + \ldots, \tag{3}$$

где $x_1 = x$, $x_2 = y$, $x_3 = z$, а по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. При этом в уравнении (1)

$$B_i = \frac{1}{p!} T_{ij_1\ldots j_p} R_{j_1} \ldots R_{j_p}, \tag{4}$$

где тензор постоянных коэффициентов

$$T_{ij_1\ldots j_p} = \frac{\partial^{p+1} U}{\partial x_i \partial x_{j_1} \ldots \partial x_{j_p}} \tag{5}$$

полностью симметричен, а его свёртка по любым двум индексам равна нулю.

У невырожденной нулевой точки 1-го порядка имеется 6 ненулевых реперов, а “скелет” состоит из $\gamma_{\mp}$-линий (2 репера) и перпендикулярной ей $\Sigma_{\pm}$-поверхности (в состав которой входят 4 репера) [1, 2, 5]. В геометрически вырожденном (аксиальная симметрия) случае Σ-поверхность представляет собой континуум реперов. Вырождением с появление нулевой, в 1-м порядке, прямой будет т.н. *D*-нуль. В общем случае поле на такой прямой не обращается в нуль тождественно, а имеет квадратичную составляющую, направленную к ней под произвольным углом. Следующими по вырожденности будет нули 2-го порядка общего вида.

Ранее нами было показано [5, 6], что за счёт выбора системы координат исследование нулевой точки 2-го порядка общего вида можно свести к рассмотрению нуля, заданного потенциалом

$$U = V_3^0 + KV_3^{1,2} + FV_3^{2,1} + GV_3^{2,2}, \tag{6}$$

где *K*, *F*, *G* – числовые коэффициенты,

$$V_3^0 = \frac{1}{6}\left[2z^3 - 3z\left(x^2+y^2\right)\right],$$
$$V_3^{1,2} = xyz, \qquad (7)$$
$$V_3^{2,1} = \frac{1}{3\sqrt{2}}\left(x^3 - 3xy^2\right), \quad V_3^{2,2} = \frac{1}{3\sqrt{2}}\left(3x^2y - y^3\right).$$

Мы считаем, что система координат повёрнута так, что коэффициент при $V_3^{1,1} = z\dfrac{x^2-y^2}{2}$ равен нулю.

Из условия $\left[\mathbf{B},\mathbf{R}\right]=0$ можно найти, что реперными, помимо оси z, являющейся таковой в силу выбора системы координат, будут прямые

$$\begin{cases} y = ux \\ z = vx, \end{cases} \qquad (8)$$

где u – корни полиномиального уравнения 6-й степени

$$\begin{aligned} f(u) = {} & \left(2F^2 + KFG - K^2\right)u^6 + \left(KF^2 - 3KG^2 - 12FG + 2K^3\right)u^5 + \\ & + \left(18G^2 - 12F^2 - 5KFG + K^2\right)u^4 + 2\left(20FG - KF^2 - KG^2 - 2K^3\right)u^3 + \\ & + \left(18F^2 - 12G^2 - 5KFG + K^2\right)u^2 + \left(KG^2 - 3KF^2 - 12FG + 2K^3\right)u + \\ & + 2G^2 + KFG - K^2 = 0, \end{aligned} \qquad (9)$$

$$v = \frac{Fu\left(3-u^2\right) + G\left(3u^2-1\right)}{\sqrt{2}K\left(1-u^2\right)}. \qquad (10)$$

(некоторые частные случаи требуют отдельного рассмотрения, на чём останавливаться не будем).

Решениями (8)–(10) могут быть до 6 прямых [2], что, в совокупности с полуосями оси z, даёт до 14 реперов. Численное решение уравнений показывает, что в типичном случае число реперов равно 14 или 10, и они ненулевые.

В случаях вырожденных нулевых точек 2-го порядка возможны также другие варианты. Так, у точек, заданных потенциалами $V_3^{2,j}$, $j=1,2$ имеется 8 реперов, причём два из них образуют нулевую прямую (ось z). Исключительными также являются случай базисной функции V_3^0 и отличающиеся от него лишь поворотом в пространстве и масштабным фактором $\sqrt{5}$ нулевые точки с наборами параметров $|K|=2$, $|F|=|G|=1$, $KFG>0$, при которых все коэффициенты полинома (9) обращаются в нуль. В этих случаях имеется геометрическое вырождение, когда помимо двух изолированных реперов наличествует континуум реперов, образующих две конические поверхности. Во 2-м порядке могут возникать также две нулевых

прямых (например, при потенциале $U_I = V_3^0 + KV_3^{2,1}$, если $K > 1$) или, как максимум, три (например, при $V_3^{2,j}$, $j = 1,2$).

Как показывает проведённое рассмотрение, описанные в [7] нулевые точки 2-го порядка, потенциал вблизи которых задаётся отдельными шаровыми функциями (перенормированными записями которых в декартовой системе координат являются функции (7)), представляют собой вырожденные, весьма специфические, по сравнению с нулями 2-го порядка общего вида, случаи.

Заключение

Изначально предполагалось, что ось *z* направлена вдоль репера [5, 6]. Такой выбор может быть осуществлён не единственным образом. Соответственно, разложение потенциала вблизи одной и той же нулевой точки может быть записано по-разному. Установление классов эквивалентности относительно поворотов в пространстве нуждается в дальнейших исследованиях.

Можно предполагать, что более глубокое изучение задачи (1) на собственные функции и собственные значения, может быть полезно не только при описании нулевых точек, но и в других приложениях, связанных с анализом разложений по сферическим гармоникам.

Литература

1. *Parnell C.E.*, *Smith J.M.*, *Neukirch T.*, *Priest E.R.* The structure of three-dimensional magnetic neutral points // Phys. Plasmas. V. 3. P. 759–770. 1996.
2. *Dumin Yu.V.*, *Somov B.V.* What is generic structure of the 3D null-point magnetic reconnection? // arXiv:1407.6039v2 [physics.plasm-ph]. 2015.
3. *Priest E.R.*, *Bungey T.N.*, *Titov V.S.* The 3D topology and interaction of complex magnetic flux systems // Geophys. Astrophys. Fluid Dyn. V. 84. № 1. P. 127–163. doi: 10.1080/03091929708208976. 1997.
4. *Cowley S.W.H.* A qualitative study of the reconnection between the Earth's magnetic field and an interplanetary field of arbitrary orientation // Radio Science. V. 8. P. 903–913. 1973.
5. *Лукашенко А.Т.*, *Веселовский И.С.* О геометрии потенциального магнитного поля в окрестностях нулевых точек 2-го и высших порядков // Тр. Всероссийской ежегодной конференции с международным участием "Солнечная и солнечно-земная физика–2014". С. 263–266. 2014.
6. *Лукашенко А.Т.*, *Веселовский И.С.* Общие принципы описания нулевых точек потенциального магнитного поля 2-го и высших порядков в пространстве// Геомагнетизм и аэрономия. Т. 55. № 8. С. 1–7. 2015. (*В печати.*)
7. *Жугжда Ю.Д.* Нейтральные (нулевые) точки магнитных полей // Геомагнетизм и аэрономия. Т. 6. С. 506–511. 1966.

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ МАГНИТНОГО ИСТОЧНИКА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Мерзляков В.Л.
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, РАН, г. Москва, г.о. Троицк, Россия

SHIFT OF MAGNETIC SOURCE OF THE ACTIVE REGION DURING EVOLUTION

Merzlyakov V.L.
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS, Moscow, Troitsk, Russia

The depth of magnetic source of the active region has been estimated. For this purpose the observing relationship between maximum magnetic field and the area of sunspot umbra is used. By comparing this relationship and model calculations it was founded that the magnetic source moved during evolution of the active region. When the active region grows the depth of the source increases from 0.025 R_s to 0.035 R_s. On decay stage of the active region the source lifts to the photosphere up to 0.015 R_s.

These evolution shifts of the magnetic source may be interpreted as a convection influence. Also the convection can increase the power of the source when its depth changes.

Введение

Происходящие на Солнца стационарные и нестационарные процессы связаны с локальными зонами усиленного магнитного поля – активными областями. Условия появления и эволюция активных областей (АО) остаются предметом обсуждения с различными подходами. В качестве основного допущения в таких подходах отводится роли конвективных движений, которые рассматриваются как чисто транспортные для магнитных полей [1] или как основные в формировании конфигурации этих полей [2, 3]. Одним из критериев выбора между указанными предположениями может быть установленный характер подфотосферного движения магнитного источника АО.

Предлагаемый подход

Автором было обнаружено, что различного рода процессы над АО воспроизводятся при «точечном» магнитном источнике с наличием значимой октупольной гармоники (Q), доля которой по отношению к дипольной (M) составляет $Q/M \sim 10^{-3}$–10^{-1} R^2_{Sun} [4–7]. Оказалось, что для периода затухания АО значимой является перпендикулярная дипольной гармоники компонента октупольной ($Q_\perp$) [8]. Во всех проводимых модельных построениях глубина залегания магнитного источника (h) была свободным пара-

метром. Однако геометрические параметры получаемых структур требовали величины $h \sim 10^{-2} R_{Sun}$.

В настоящем исследовании предполагается на основе указанных выше параметров источника установить его истинную глубину с привлечением наблюдаемых характеристик АО. В качестве таковых использовались закономерности между максимальной напряженностью нормальной компоненты магнитного поля B_m и площадью тени пятна S_u. Эта закономерность носит статистический характер с определенным интервалом разброса. Для градиента dB_m/dS_u этот вероятный интервал согласно [9, 10] для диапазона $B_m \approx 2$–4 кГс составляет 0.015–0.02 кГс/мдп (10^{-6} полусферы Солнца). При меньших напряженностях поля измерения более неопределенные и демонстрируют существенно больший градиент. По данным [11] dB_m/dS_u ~0.07 Кгс/мдп для $B_m \leq 1.9$ кГс. Помимо отмеченного, выявлена устойчивая закономерность большего градиента dB_m/dS_u в период роста пятна по сравнению с этапом его затухания [12].

В соответствии со сказанным выше представим картину исследуемой закономерности как эволюционные тренды. На рис. 1 эти тренды даются прямыми линиями с градиентами $dB_m/dS_u = 0.02$ кГс/мдп в период роста пятна, а период затухания $dB_m/dS_u = 0.015$ кГс/мдп до 1.9 кГс и $dB_m/dS_u = 0.07$ кГс/мдп от 1.9 до 1.0 кГс.

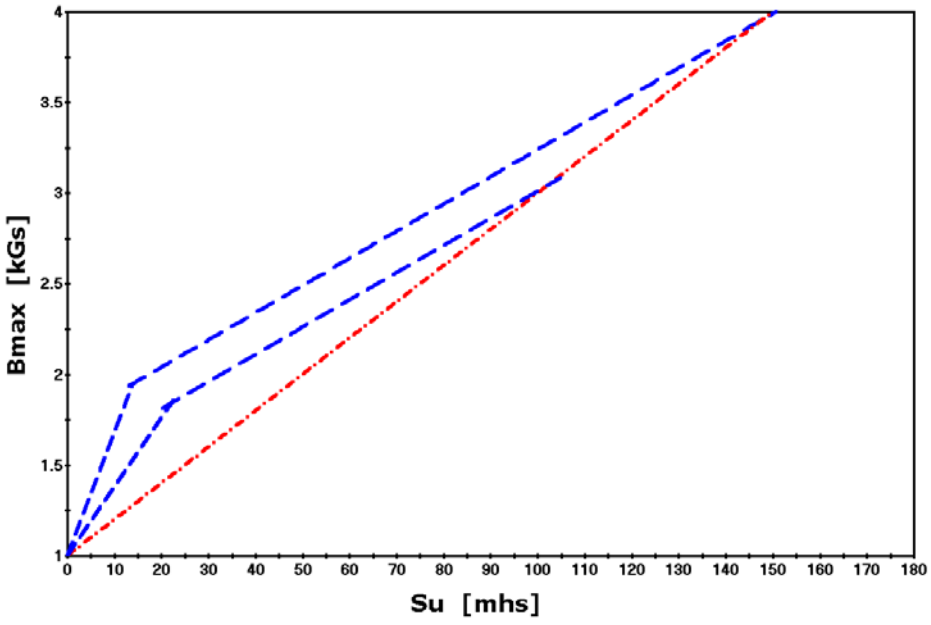


Рис. 1.

Координаты на рис. 1 в масштабе кГс (ось Y) и мдп (ось X). Трендовая зависимость для роста пятна отмечена точка-пунктирной линией от начала координат, а затухание пункирными линиями. Для периода затухания представлены два варианта эволюции с максимально достижимым полем $B_m = 3$ кГс и $B_m = 4$ кГс.

Результаты расчетов

Расчеты по моделированию искомой зависимости $B_m(S_u)$ проводились по всему установленному диапазону параметров Q/M = 0.001–0.1 R^2_{Sun}; $Q_\perp/Q$ = 0.1–0.9. Получали для каждого фиксированного уровня глубины h источника набор зависимостей B_m – S_u. На рис. 2 отмечены границы этих расчетных наборов для глубин h = 0.015–0.035 R_{Sun}, которые наложены на трендовую схему рис. 1. Толщины границ увеличиваются с ростом h, величина которой отмечена в верхней части рисунка.

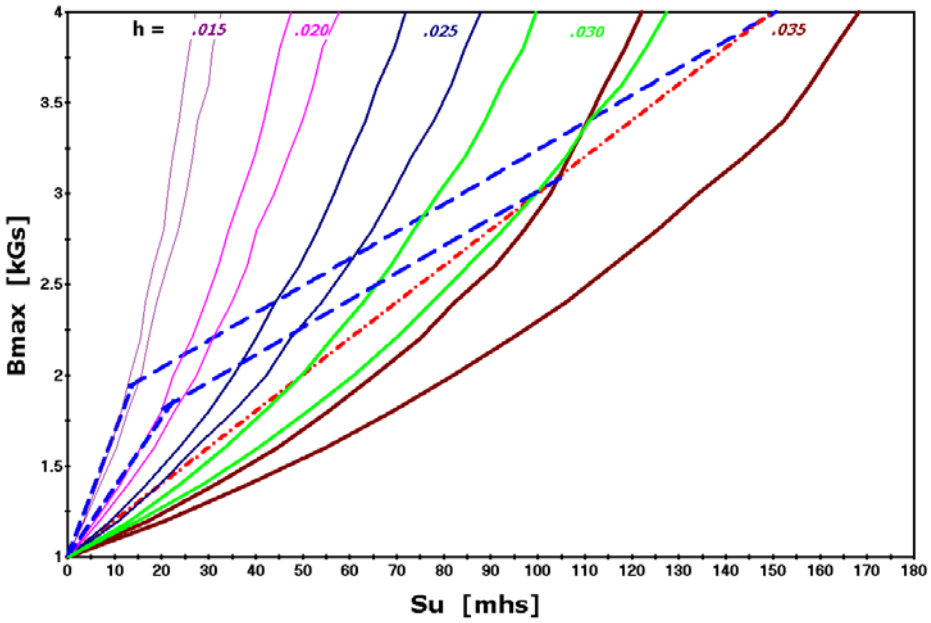


Рис. 2.

На рис. 2 расчетные области перекрывают весь интервал трендовых зависимостей $B_m(S_u)$. При этом на стадии роста пятна магнитный источник перемещается с глубины h = 0.025 до 0.035 R_{Sun}. При затухании пятна происходит обратный процесс – подъем к фотосфере до уровня h = 0.015–0.02R_{Sun}.

Обсуждение результатов

Обнаруженный эффект перемещения источника АО означает вовлеченность его в регулярные движения подфотосферной плазмы. Интервал перемещений не выходит за нижнюю границу действия гигантских ячеек конвекции, оцененную уровнем 0.95 R_{Sun} [2]. Средняя скорость перемещения источника, с учетом временного масштаба роста пятна ~100 часов и двукратного удлинения при затухании, составляет ≈20 м/с в обоих направлениях. Такие особенности перемещения магнитного источника указывают на влияние именно конвективных движений гигантского масштаба. Помимо динамических эффектов такие ячейки конвекции естественным образом усиливают магнитное поле при движении от фотосферы из-за роста газо-

вого давления. Тем самым растет и мощность источника, что отражается в повышении напряженности магнитного поля на фотосфере (рис. 2). Заметим, что определенную роль в усилении мощности источника может играть эффект отрицательного давления (NEMPI) [13].

Выводы

Проведенное сопоставление наблюдаемых зависимостей $B_m(S_u)$ и модельных расчетов обнаружило значимое перемещение в радиальном направлении магнитного источника АО. Оказалось, что за период роста пятна в АО её источник опускается до уровня ≈0.96 R_{Sun}. А на этапе затухание движение направлено к фотосфере до глубины ≈10 тыс. км. Средняя скорость таких перемещений ~10 м/с.

Обнаруженные динамические свойства магнитного источника, по-видимому, обусловлены действием гигантских ячеек конвекции. Тем самым, показано, что именно факторы конвекции являются определяющими в формировании на фотосфере локальных областей усиленного магнитного поля.

Литература

1. *Rempal M., Cheung M.C.M.* // Astrophys. J., 2014, v. 785, p. 90(17).
2. *McIntosh P.S., Wilson P.R.* // Solar Phys., 1985, v. 97, p. 59–79.
3. *Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A.* // Advan. Space Res., 2015, v. 55, p. 862–870.
4. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2011”, СПб, ГАО РАН, 2011, с. 163-167.
5. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2012”, СПб, ГАО РАН, 2012, с. 281–284.
6. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2013”, СПб, ГАО РАН, 2013, с. 137–140.
7. *Merzlyakov V.L.* // Geomag. Aeron., 2014, v. 54, No. 7, p. 965–968.
8. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика 2014”, СПб, ГАО РАН, 2014, с. 271–274.
9. *Rezaei R., Beck C., Schmidt W.* // Astron. Astrophys., 2012, v. 541, p. A60(9).
10. *Kiess C., Rezaei R., Schmidt W.* // Astron. Astrophys., 2014, v. 565, p. A52(10) .
11. *Jin C.L., Qu Z.Q., Xu C.L., Zhang X.Y., Sun M.G.* // Astrophys. Space Sci., 2006, v. 306, p. 23–27.
12. *Ихсанов Р.Н.* // Астрон. Журн., 1966, т. 44, № 5, с. 1048–1059.
13. *Kemel K., Brandenburg A., Kleeorin N., Mitra D., Rogachevskii I.* // Solar Phys., 2012, v. 280, p. 321–333.

ОСОБЕННОСТИ ВЫХОДА МАГНИТНОГО ПОТОКА В ПРИЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, РАН, г. Москва, г.о. Троицк, Россия

PECULIARITY OF THE MAGNETIC FLUX EMERGING NEAR SOLAR EQUATOR

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS, Moscow, Troitsk, Russia

Longitudinal distribution and time variation of magnetic flux of the low latitude active regions are studied. By using magnetic maps of Wilcox solar observatory the epoch of solar activity decreasing was investigated. None-random longitude arrangement of magnetic flux maxima is founded. Peculiarity of the arrangement and its time variation show that there are some canals of magnetic flux lifting from magnetic generation area. Besides it has been established that some part of lifting magnetic flux is compressed by convection and this compressed flux forms active regions on the solar photosphere.

Введение

Наблюдаемое магнитное поле Солнца имеет явно выраженную неоднородность с дискретными зонами повышенного магнитного потока. Помимо известного долготного эффекта – «активная долгота», отмечается наличие и двух «активных широт» [1]. Проведенный анализ временных диаграмм фотосферных полей за 12 солнечных циклов показал устойчивость положений таких широт в районе 25° и 10° [2].

Авторами было установлено, что повышенный магнитный поток на широтах 25° связан с локальным характером выхода магнитных полей из зоны генерации [3, 4]. Положение этих зон достаточно устойчиво, поскольку они возникают на стыках супергиганских ячеек конвекции на уровне ≈0.85 R_{Sun}. В такой ситуации естественно предположить, что и в приэкваториальной зоне также действует аналогичный механизм. С целью установления указанной возможности проведем анализ долготно-временных свойств магнитных приэкваториальных полей.

Долготная неоднородность магнитных полей

Решение поставленной задачи представляется более благоприятным в периоды спада солнечной активности, когда основной магнитный поток сосредоточен в приэкваториальной зоне. В качестве конкретной реализации выбираем спад 23 цикла в пределах 2007 года, поскольку основная доля областей усиленного магнитного поля располагается около представля-

ющей интерес широты 10°. Используем данные Wilcox Solar Observatory в виде синоптических карт магнитных полей [5]. В качестве индикатора магнитного потока принимаем площади активных областей с граничным уровнем 1 Гс.

На рис. 1 (кэррингтоновские обороты CR2052 – CR2056) и рис. 2 (кэррингтоновские обороты CR 2057 – 2061) приведены распределения этих площадей в относительных долях (ось Y) по каждому кэррингтоновскому обороту (долготы по оси X). Аппроксимация расчетных данных южной полусферы дается сплайном (сплошная кривая), для северной аналогичные величины соединены пунктирными линиями.

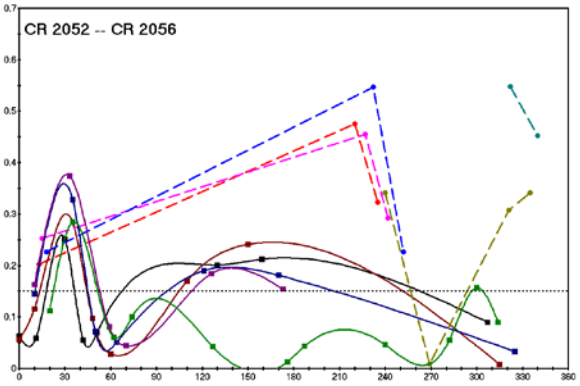


Рис. 1.

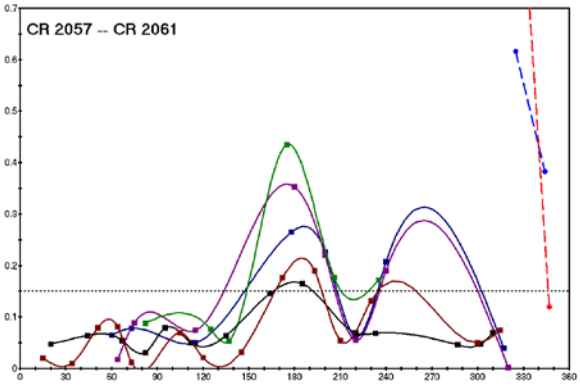


Рис. 2.

Как видно из рис. 1 и рис. 2, есть устойчивые места максимального магнитного потока, разделенные по долготе на 120° и 60°. При этом имеется сдвиг в положениях максимумов около 70° между полусферами. Важной особенностью временного поведения зоны наибольших максимумов является их дискретное смещение на ≈130° по прошествии 5 кэррингтоновских оборотов. Такого рода скачкообразная смена максимума долготной зоны потока указывает на дискретный характер подфотосферного распределения выходящего магнитного потока и наличие максимума напряженности генерируемого магнитного поля. Последняя особенность генерации магнитного поля Солнца авторы выявили для широт 25° и связали его с влиянием реликтового поля, находящегося в радиативной зоне [4]. Оценка скорости вращения этого поля (долготы максимума генерации) дает величину ≈12.6 °/сут (437 нГц). В нашем случае локальные зоны выхода магнитного потока движутся относительно максимума генерации 12.6 °/сут. + 120°/(5·27.3 сут.) ≈13.48 °/сут или 465 нГц, что для широты 10° соответствует уровню ≈0.85 R_{Sun} согласно данным гелиосейсмологии [6]. Этот уровень согласуется с представлениями о формировании локальных мест выноса магнитных полей из зоны генерации на стыках супергигантских конвективных ячеек [3].

Количественные параметры фотосферных АО

Как было показано в предыдущем параграфе, изучаемые активные области отражают ситуацию с пространственным распределением локальных зон выхода магнитного потока. Представляет интерес степень количественного соответствия магнитного потока АО на уровне фотосферы и величины выходящего из зоны генерации магнитного потока. Оценка выходящего потока получена авторами по измеренным мощностям магнитных источников на широтах 25°. Предполагается также, что локальные места выхода магнитных полей обеих широтных зон относятся к единой генерируемой динамо-волне. И это позволяет провести нужное сопоставление из сравнения временных изменений исследуемых параметров.

На рис. 3 показаны временные вариации суммарных площадей приэкваториальных АО относительно максимальной с привязкой к середине соответствующего кэррингтоновского оборота (отметки по оси X в долях 2007 года). Аппроксимационные кривые в виде сплайнов, сплошная линия относится к южной полусфере, пунктирная – к северной. Тонкие прямые линии выделяют трендовые изменения за 2007 год (рис. 3).

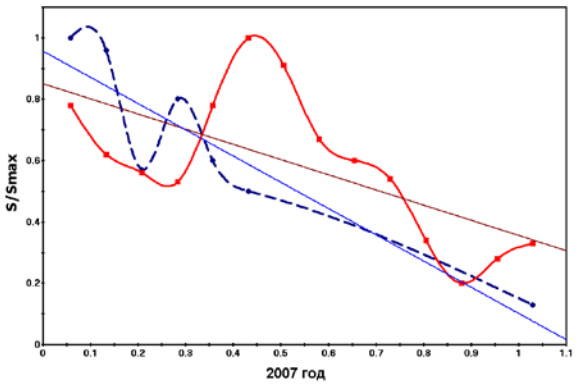


Рис. 3.

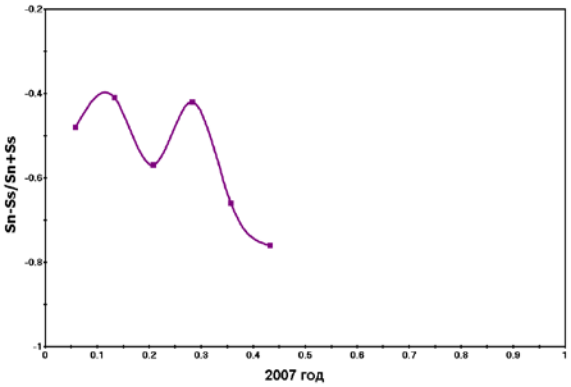


Рис. 4.

На рис. 4 представлена величина относительной асимметрии суммарных площадей АО с аналогичной привязкой к середине кэррингтоновского оборота (в долях года ось X). Её среднее значение равно –0.55, а сама величина испытывает колебания с квазипериодом ≈70 суток за первую половину 2007 года. Такие же квазиколебания имеют место и по асимметрии мощностей выходящих магнитных потоков на широтах 25°. Это совпадение указывает на общность среднеширотных и приэкваториальных мест выхода магнитных полей из зоны генерации. В то же время величина асимметрии по потокам на средних широтах –0.15, т.е. в 3.5 раза меньше. Столь значительное различие объясняется характером трендовых изменений анализируемых величин. Из рис. 3 следует, что относительный тренд площадей АО для северной полусферы равен –1.3 [1/год], а для южной –0.84 [1/год]. Аналогичный тренд по мощностям выходящих потоков на

широтах 25° практически одинаков по полусферам –0.33 [1/год], т.е. в 3–4 раза меньше. Эти значительные различия параметров магнитных потоков на фотосферном уровне (приэкваториальные АО) и выходящих из зоны генерации указывают на дополнительное перераспределение магнитного потока между исследуемыми уровнями. Большие значения отношений рассматриваемых параметров между полусферами для приэкваториальных АО означает дополнительное усиление части магнитного потока. И эта часть, по-видимому, и формирует эти активные области.

Выводы

Проведенный анализ долготной неоднородности приэкваториальных областей усиленного магнитного поля выявил локальный характер выхода магнитного потока к фотосфере. Расположение таких мест по долготе и глубине соответствует ситуации на средних широтах, где также формируются локальные места подъема магнитных полей между стыками супергигантских ячеек конвекции.

Сопоставление временных изменений параметров мест выхода магнитного потока на средних широтах и приэкваториальных АО показало, что появление этих АО связано с действиями подфотосферной конвекции меньших, чем супергигантский масштаб. Результатом таких действий является перераспределение выходящих магнитных потоков и усилением его части, которая проявляется на уровне фотосферы в виде активных областей.

Литература

1. *Гневышев М.Н.* // Усп. Физ. Наук, 1966, т. 90, № 2, с. 291–301.
2. *Золотова Н.В., Понявин Д.И.* // Астрон. Журн., 2012, т. 89, № 3, с. 283–288.
3. *Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.* // Труды Всероссийской конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013», СПб, ГАО РАН, 2013, с. 141–144.
4. *Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.* // Труды Всероссийской конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2014», СПб, ГАО РАН, 2014, с. 275–278.
5. http://wso.stanford.edu/synopticl.html
6. *Kosovichev A.G.* // Adv. Space Res., 2006, v. 37, p. 1455–1466.

СВЯЗИ ШИРОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН С АМПЛИТУДОЙ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА НА РАЗЛИЧНЫХ ЕГО ФАЗАХ

Милецкий Е.В., Иванов В.Г.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

RELATIONS BETWEEN LATIITUDE CHARACTERISTICS OF SUNSPOT GROUPS AND AMPLITUDE OF 11-YEAR CYCLE ON ITS VARIOUS PHASES

Miletsky E.V., Ivanov V.G.
Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, Saint Petersburg

A study of relations between some latitudes characteristics of sunspot groups and amplitude of the 11-year cycle during various phases of the cycle is made on the base of data on sunspot groups for cycles 12–21.

It is found that the mean latitude of sunspots on each (increasing, maximal and decreasing) phase of the cycle is highly correlated to the amplitude of the corresponding cycle (the correlation coefficient >0.9).

It is shown that maximums of equatorward motion speed of the sunspot generating zone borders have a special meaning: on the increasing phase of the 11-year cycle there is a significant correlation between the amplitude of the cycle and such maximum for the lower border, and on the decreasing phase, for the analogous maximum for the upper border.

Equations are constructed that allow determination of the 11-year cycle amplitude with use of information about these latitude characteristics of sunspot groups.

В 11-летнем цикле дрейф средней широты пятен по направлению к экватору описывается законом Шпёрера. Скорость такого широтного дрейфа не связана с номером цикла [1–3]. Средняя широта групп пятен в начале 11-летних циклов тоже не связана с их мощностью и приблизительно одинакова (около ±25°) [4].

Но как еще в 1955 г. обнаружил Вальдмайер [5], в максимумах циклов средняя широта групп тесно связана с уровнем активности. Эта связь была подтверждена нами по данным за 12–23 циклы [6]. В работе [7] Li было установлено наличие сильной корреляции между амплитудой цикла и такими его характеристиками как средняя широта пятен в цикле и число высокоширотных групп с широтой ≥35° Позднее Соланки с соавторами [8] показали, что средняя за цикл широта пятен хорошо коррелирует с их суммарными площадями.

Настоящая работа посвящена обнаружению и исследованию новых связей между широтными и амплитудными характеристиками 11-летнего цикла.

В качестве источника информации о солнечных пятнах мы использовали данные, приведенные в Гринвичском каталоге и его продолжении (http://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml) за период 1874–2009 годы. Из среднеоборотных значений индекса числа групп пятен (G) с помощью 13-точечного окна с синусоидальными весами был образован сглаженный ряд, для которого были найдены величины и моменты циклических минимумов (Gmin,TGmin) и максимумов (Gmax, TGmax) [3].

Каждая группа пятен учитывалась один раз по максимальной площади (Smax) В каждом 11-летнем цикле определялись фазы роста, спада и части фазы спада с началом через 2 и 4 года после максимума.

Средняя широта пятен по фазе вычислялась как отношение суммы широт групп пятен к числу групп.

Получилось, что величина средней широты групп пятен на фазе роста (LArise) тесно связана с амплитудой цикла (R(LArise, Gmax) = 0.94).

Уравнение регрессии (график представлен на рис. 1) имеет вид Gmax = A0 + A1 · LArise, где A0 = (-21.4±3.7), A1 = 1.7.±0.2), (R = 0.94, k = 12, SD = 1.1).

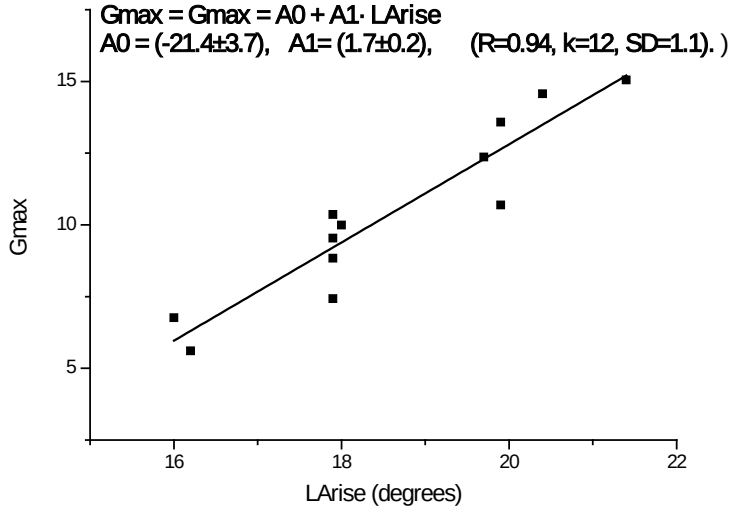


Рис. 1.

Полученный результат можно интерпретировать как «широтный аналог» классического правила Вальдмайера (связи длины фазы роста с амплитудой цикла). Причем, теснота полученной нами связи LArise и Gmax на фазе роста заметно сильнее, чем в случае классического правила Вальдмайера.

На фазе спада цикла между средней широтой групп пятен (LAdesc) и амплитудой (Gmax) также обнаруживается тесная связь (R(LAdesc, Gmax = 0.94)).

Меньшая, но значимая связь между средней широтой групп пятен и Gmax обнаруживается на части фазы спада с началом через 2 года после максимума (R (LAdesc2, Gmax) = 0.84).

На части фазы спада, с началом через 4 года после максимума связь между средней широтой групп пятен и Gmax существенно ослабевает ((R (LAdesc4, Gmax) = 0.49)). Это согласуется с полученным нами ранее результатом [3] согласно которому на заключительной части фазы спада средняя широта коррелирует только с текущим уровнем пятенной активности, который, в свою очередь, практически не связан с мощностными характеристиками всего цикла.

В работах [6, 9] мы использовали ряды среднегодовых значений индексов чисел групп пятен (G), а также широт нижней (LL) и верхней (LH) границ зоны пятен. В данной работе из этих рядов с помощью центральных оконечных разностей были образованы ряды, обозначающие скорость широтного смещения к экватору верхней(VLL) и нижней (VLH) границ этой зоны.

Оказалось, что амплитуды максимумов скоростей движения границ зоны пятен к экватору (у VLLmax на фазе роста, а у VLHmax на фазе спада) хорошо связаны с амплитудой цикла (R(VLLmax, Gmax) = 0.84), R(VLHmax, Gmax) = 0.72).

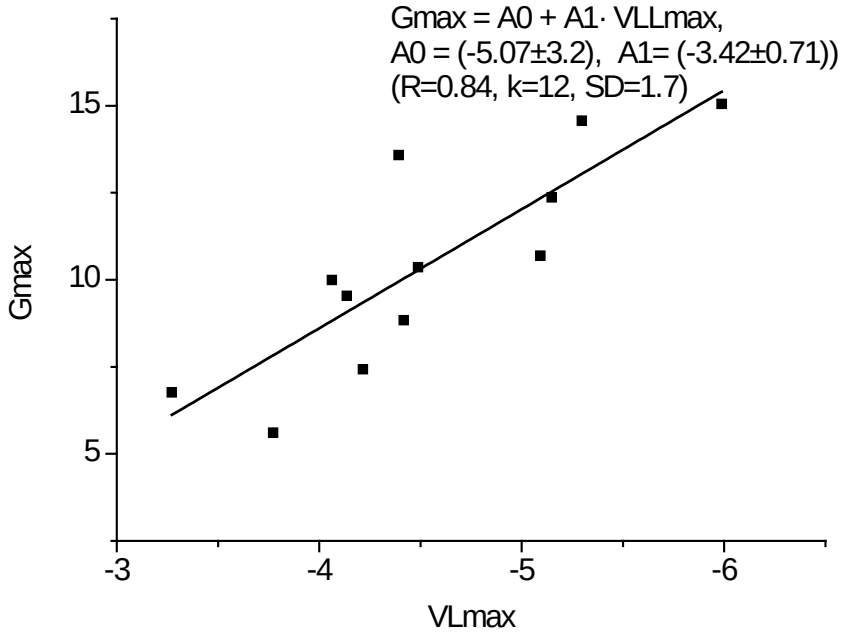


Рис. 2.

Уравнение регрессии (его график и соответствующая диаграмма рассеяния представлены на рис. 2) имеет вид: Gmax = A0 + A1· VLLmax, где A0 = (–5.07±3.2), A1 = (–3.42±0.71) (R = 0.84, k = 12, SD = 1.7). Полученное уравнение позволяет оценить амплитуду цикла Gmax по информации о

скорости широтного смещения нижней (VLL) границы зоны пятен на фазе роста еще до окончания этой фазы.

Данная работа поддержана грантом РФФИ № 13-02-00277 и программами Президиума РАН № 21 и 22.

Литература

1. *Hathaway D.H.* A Standard Law for the Equatorward Drift of the Sunspot Zones // Solar Phys. 2011. V. 273. P. 221.
2. *Roshchina E.M. and Sarychev A.P.* Spörer's law and the rhythm of sunspot cycles // Solar System Research. 2011. Vol. 45. Pp. 365–371.
3. *Ivanov V.G. and Miletsky E.V.* Spörer's Law and Relationship between the Latitude and Amplitude Parameters of Solar Activity // Geomagnetism and Aeronomy. 2014. V. 54. No. 7. P. 907–915.
4. *Hathaway D.H.* Solar Cycle // Living Reviews in Solar Physics. 2010. V. 7. P. 1.
5. *Waldmeier M.* Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. Leipzig. Geest & Portig. 1955. 389 p.
6. *Miletsky E.V., Ivanov V.G.* Latitude characteristics of the sunspot formation zone and the 11-year solar activity cycle // Astron. Reports. 2009. V. 53, Issue 9. Pp. 857–862.
7. *Li K.J. et al.* On the Latitudinal Distribution of Sunspot Groups over a Solar Cycle // Solar Phys. 2003. V. 215. P. 99.
8. *Solanki, S.K., Wenzler, T., Schmitt, D.* Moments of the latitudinal dependence of the sunspot cycle: a new diagnostic of dynamo models // Astron. & Astrophys. 2008. V. 396. P. 1029–1035.
9. *Ivanov V.G., Miletsky E.V.* Width of Sunspot Generating Zone and Reconstruction of Butterfly Diagram // Solar Physics. 2011. V. 268, Issue 1. Pp. 231–242.

МГД-ВОЛНЫ В СРЕДАХ СО СДВИГОВЫМ ТЕЧЕНИЕМ

Михаляев Б.Б.[1], Веселовский И.С.[2,3]
[1]*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*
[2]*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына, МГУ*
[3]*Институт космических исследований РАН, Москва*

MHD-WAVES IN A SHEAR FLOWS

Mikhalyaev B.B.[1], Veselovsky I.S.[2,3]
[1]*Kalmyk State University, Elista, Russia*
[2]*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University*
[3]*Institute of Space Researches of Russian Academy of Sciences, Moscow*

We are interested non-stationary events in the solar corona that can be described in MHD-approximation. During over two decades, many similar features are observed by various ground-based and space instruments, namely oscillations and flows. They play crucial role in a solving of two important problems of the solar physics, the coronal heating and the solar wind acceleration.

Явление резонанса между волнами и течениями в сплошной среде применяется в теории генерации ветровых волн на поверхности воды и в ряде других задач гидродинамики [1–2]. Имеется определенная аналогия с резонансом между плазменными волнами и пучками частиц, лежащим в основе бесстолкновительного затухания плазменных волн, известного как затухание Ландау. По образцу квазилинейной теории плазмы [3] в гидродинамике построена теория нелинейного взаимодействия волн и течений, которая используется для изучения процессов резонансного поглощения волн в сдвиговом потоке и, наоборот, может использоваться для изучения процессов волнового ускорения течений [1–2, 4]. Аналогичная теория нелинейного взаимодействия между магнитозвуковыми волнами и течениями в плазме может быть полезной при интерпретации волновых процессов и конвективных явлений, повсеместно наблюдаемых в солнечной атмосфере. В рамках магнитной гидродинамики получен аналог уравнения Рэлея, описывающего резонанс волны в сдвиговом течении. Изучается его применимость к описанию волн и потоков в корональных петлях и корональных дырах.

Для слаботурбулентной плазмы можно, не принимая во внимание процессы столкновения частиц между собой и описывая поведение плазмы с помощью уравнений с самосогласованным полем, использовать относительно простые уравнения квазилинейной теории [3]. Функция распределения частиц разбивается на медленно и быстро меняющиеся части. Поведение медленной части описывается уравнением диффузии в фазовом пространстве, а скорость роста или затухания быстрых осцилляций определя-

ется формулами линейной теории. В основе теории лежит явление резонансного взаимодействия частиц и плазменных волн.

Задачи исследования обмена энергией колебаний и волн с течением возникают и в гидродинамике, где различного рода течения рассматриваются как один из основных источников энергии для всевозможных волновых явлений в океане и атмосфере [1]. К ним относятся вопросы генерации волновых возмущений сдвиговыми потоками, что составляет одну из основных задач теории гидродинамической неустойчивости [2]. Для понимания качественной стороны явлений, а нередко и для выбора наиболее оптимальных методов расчета весьма полезной оказалась развитая к настоящему времени аналогия между взаимодействием «волна-поток» в гидродинамических системах и соответствующими явлениями в электродинамике, физике плазмы и электронике. Такие понятия, как волны отрицательной энергии, отрицательная диссипация, резонанс волны с потоком и т. д., лежащие в основе теории плазменных неустойчивостей, успешно работают и в гидродинамических задачах, например, при описании ветровых волн на поверхности воды.

Рассматривается плоскопараллельное сдвиговое течение в однородном магнитном поле:

$$\mathbf{v}_0 = (v_0(y), 0, 0), \quad \mathbf{B}_0 = (B_0, 0, 0), \tag{1}$$

ρ_0, p_0, B_0, $V_\mathrm{A}^2=B_0^2/4\pi\rho_0$, $C_\mathrm{s}^2=\gamma p_0/\rho_0$ - const. Волновое решение записывается в виде $\mathbf{v}$, p, $\mathbf{B} \sim \exp[\mathrm{i}(k_x x+k_z z-\omega t)]$. Для возмущения полного давления $p_T = p+\mathbf{B}_0\mathbf{B}/4\pi$ в приближении несжимаемой среды получается уравнение

$$\frac{d^2 p_T}{dy^2} + \frac{2(\omega - v_0 k_x)v'_0 k_x}{(\omega - v_0 k_x)^2 - V_\mathrm{A}^2 k_x^2}\frac{dp_T}{dy} - k^2 p_T = 0, \quad k^2 = k_x^2 + k_z^2. \tag{2}$$

Особая точка уравнения y_0, для которой

$$(\omega - v_0(y_0)k_x)^2 - V_\mathrm{A}^2 k_x^2 = 0, \tag{3}$$

определяет резонанс между волной и течением. Резонансное взаимодействие происходит в окрестности поверхности $y = y_0$.

Будем считать $v_0(y)>0$ и рассматривать медленные течения: $v_0 \ll V_\mathrm{A}$. Из (3) следует, что резонанс имеет место при $\omega/k_x = V_\mathrm{A} + v_0(y_0)$ для волны, распространяющейся в прямом направлении, и $\omega/k_x = -(V_\mathrm{A} - v_0(y_0))$ для волны, распространяющейся в обратном направлении. Обе волны имеют скорость, близкую к альвеновской. Если исключить магнитное поле ($V_\mathrm{A} = 0$), уравнение (2) переходит в известное в гидродинамике уравнение Рэлея [2], описывающее резонанс несжимаемых возмущений. Несжимаемые возмущения в газе образуют отдельную от звуковых ветвь колебаний, существующих только в сдвиговом потоке [5]. Аналогичная ситуация имеет место в магнитной гидродинамике. Здесь для сжимаемых адиабатических возмущений получается уравнение

$$\frac{d^2 p_T}{dy^2} + \frac{2(\omega - v_0 k_x) v'_0 k_x}{(\omega - v_0 k_x)^2 - V_A^2 k_x^2} \frac{dp_T}{dy} - \left(\frac{(\omega - v_0 k_x)^4}{(\omega - v_0 k_x)^2 (C_s^2 + V_A^2) - C_s^2 V_A^2 k_x^2} - k^2 \right) p_T = 0, \quad (4)$$

описывающее магнитозвуковые волны. Несжимаемые и магнитозвуковые колебания поляризованы в плоскости (*x, y*). Альвеновские колебания отделены от магнитозвуковых и поляризованы в плоскости (*x, z*). Дисперсионное уравнение альвеновских волн имеет вид

$$(\omega - v_0 k_x)^2 - V_A^2 k_x^2 = 0, \quad (5)$$

а компоненты скорости и поля связаны соотношением

$$(\omega - v_0 k_x) B_z + B_0 k_x v_z = 0. \quad (6)$$

В описании бесстолкновительного затухания или возбуждения плазменных волн особенность, определяющая резонанс, содержится в интеграле диэлектрической проницаемости плазмы. В гидродинамике аналогичная особенность содержится в уравнении и управляет пространственным поведением волны. В случае двумерной несжимаемой среды с течением $v_0 = (v_0(y, t), 0, 0)$, используя функцию тока Ψ и потенциал поля Φ

$$v_x = \frac{\partial \Psi}{\partial y}, \; v_y = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}, \; B_x = \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \; B_y = -\frac{\partial \Phi}{\partial x}, \quad (7)$$

уравнение движения и уравнение индукции можно записать в виде

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \Psi + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial x} \Delta \Psi - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial y} \Delta \Psi = \frac{1}{4\pi\rho} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial y} \Delta \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Phi}{\partial x} \Delta \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right), \quad (8)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{\partial \Psi}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial x} - \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0. \quad (9)$$

Решение ищется в виде суммы средней и осциллирующей частей

$$\Psi = \int v_0(y,t) dy + \sum_k \Psi_k(y) e^{i(kx - \omega t)}, \quad \Phi = B_0 y + \sum_k \Phi_k(y) e^{i(kx - \omega t)}, \quad (10)$$

$$\frac{d^2 \Psi_k}{dy^2} - \frac{2 V_A^2 v'_0 k^3}{(\omega - v_0 k)[(\omega - v_0 k)^2 - V_A^2 k^2]} \frac{d\Psi_k}{dy}$$
$$- \left(\frac{v''_0 k}{\omega - v_0 k} - \frac{2 V_A^2 v'^2_0 k^4}{(\omega - v_0 k)^2 [(\omega - v_0 k)^2 - V_A^2 k^2]} - k^2 \right) \Psi_k = 0, \quad (11)$$

$$\frac{d^2 \Phi_k}{dy^2} - \frac{2(\omega - v_0 k) v'_0 k}{(\omega - v_0 k)^2 - V_A^2 k^2} \frac{d\Phi_k}{dy} - k^2 \Phi_k = 0. \quad (12)$$

Подставляя (10)–(12) в (9) и усредняя уравнение по переменной *x*, можно получить квазилинейное уравнение диффузионного типа, определяющее поведение со временем среднего течения,

$$\frac{\partial v_0}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial y} D \frac{\partial v_0}{\partial y} + \tilde{D} \left(\frac{\partial v_0}{\partial y} \right)^3, \tag{13}$$

$$D = \sum_k 2\pi k \left| \Psi_k \right|^2 \delta(\omega - v_0 k), \quad \tilde{D} = D + \text{другие члены.} \tag{14}$$

Здесь «другие члены» содержат вклад других резонансных точек.

Уравнение типа (13) можно в качестве модельного уравнения положить в основу формулировки квазилинейной теории резонансного взаимодействия течений и волн в магнитной гидродинамике. Оно имеет формальный характер, поскольку не учтены аналитические свойства уравнений (11) и (12). При выводе уравнения используется правило Линя обхода резонансных точек по аналогии с гидродинамическим резонансом.

Работа поддержана грантом РФФИ 14-02-00676.

Литература

1. *Андронов А.А., Фабрикант А.Л.* Нелинейные волны. Под ред. А.В. Гапонова-Грехова. – М.: Наука, 1979. С. 68.
2. *Степанянц Ю.А., Фабрикант А.Л.* // УФН, 1989. Т. 159. Вып. 1. С. 83.
3. *Веденов А.А.* // Вопросы теории плазмы. Под ред. М.А. Леонтовича. Вып. 3. – М.: Госатомиздат, 1963. С. 203.
4. *Троицкая Ю.И.* // Нелинейные волны. – 2004. Отв. ред. А.В. Гапонов-Грехов, В.И. Некоркин. – Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2005. С. 52.
5. *Тимофеев А.В.* Резонансные явления в колебаниях плазмы. Изд. 2-е. – М.: Физматлит, 2009.

НЕЛИНЕЙНАЯ РАДИАЛЬНАЯ МОДА КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

Михаляев Б.Б.[1], Рудерман М.С.[2,3], Нага Варун Е.[1]
[1]*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*
[2]*Университет Шеффилда, Шеффилд, Великобритания*
[3]*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

NONLINEAR RADIAL MODE OF THE CORONAL LOOPS

Mikhalyaev B.B.[1], Ruderman M.C.[2,3], Naga Varun Y.[1]
[1]*Kalmyk State University, Elista, Russia*
[2]*University of Sheffield, Sheffield, U.K.*
[3]*Space Research Institute (IKI), Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

We consider fast sausage waves in straight homogeneous magnetic tubes. The plasma motion is described by the ideal magneto hydrodynamic equations in the cold plasma approximation. We derive the Nonlinear Schrödinger equation describing the nonlinear evolution of an envelope of a carrier wave. The coefficients of this equation are calculated numerically for various values of parameters. In particular, we show that the criterion for the onset of the modulational or Benjamin-Fair instability is satisfied.

Колебания корональных петель хорошо изучены в линейном приближении для простейшего случая распределения плазмы и магнитного поля [1–2]. Исследования показали, что их радиальные моды (собственные осесимметричные быстрые магнитозвуковые колебания) имеют сильную дисперсию. В этой статье мы изучаем нелинейное поведение радиальной моды, интересуясь возможностью возбуждения моды большой амплитуды, для чего используем нелинейное уравнение Шредингера. Оно применяется в теории нелинейных волн для анализа модуляционной неустойчивости [3]. Подобный подход ранее был использован при изучении нелинейных колебаний корональных петель с использованием модели плоского слоя [4].

Рассматривается однородная магнитная трубка с равновесной плотностью плазмы ρ_0 и равновесным магнитным полем $\mathbf{B_0} = B_0\mathbf{n}$, где $\mathbf{n}$ является единичным вектором, параллельным оси трубки. В корональных условиях используется приближение нулевой плазменной бета. Плотность ρ_0 является постоянной величиной внутри и вне трубки. В цилиндрических координатах (r,φ,z) при условии, что ось z совпадает с осью трубки, плотность и магнитное поле представлены следующим образом:

$$\rho_0 = \begin{cases} \rho_{0i}, & r < a, \\ \rho_{0e}, & r > a, \end{cases} B_0 = \begin{cases} B_{0i}, & r < a, \\ B_{0e}, & r > a. \end{cases} \quad (1)$$

Суффиксы "i" и "e" означают параметры внутри и вне трубки.

В линейном приближении уравнение для радиальной компоненты скорости имеет вид

$$\frac{\partial^2 v_r}{\partial t^2} - \Delta_2 v_r = 0,\ \Delta_2 = \nabla^2 - \frac{1}{r^2}. \quad (2)$$

Для аксиально-симметричных мод параметры волны не зависят от угловой координаты,и решение уравнения (2) ищется в виде $v_r = A{v'}_r(r)e^{i(kz-\omega t)}$, где ${v'}_r$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2{v'}_r}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d{v'}_r}{dr} - \left(\lambda^2 + \frac{1}{r^2}\right){v'}_r = 0, \qquad \lambda^2 = k^2 - \frac{\omega^2}{V_A^2} \quad (3)$$

и записывается в следующей форме

$${v'}_r = \begin{cases} J_1(r|\lambda_i|) \qquad , \lambda_i^2 = k^2 - \dfrac{\omega^2}{V_A^2}\ ; \text{при } \dfrac{\omega^2}{k^2} > V_{Ai}^2 \ \text{ и } \ r < a, \\ \dfrac{V_{Ai}J_1(a|\lambda_i|)}{V_{Ae}K_1(a\lambda_e)}K_1(r\lambda_e),\ {\lambda_e}^2 = k^2 - \dfrac{\omega^2}{V_A^2}\ ; \text{при } \dfrac{\omega^2}{k^2} < V_{Ae}^2 \ \text{ и } \ r > a. \end{cases} \quad (4)$$

где $\mathrm{V_{Ai}}$ и $\mathrm{V_{Ae}}$означают альвеновскую скорость внутри и вне трубки.

Коэффициент "A" представляет собой малую амплитуду волны. В теории нелинейных волн она принимается медленно меняющейся функцией времени и пространственной переменной. При описании нелинейной моды используются уравнения МГД с нелинейными членами до третьего порядка. Для радиальной компоненты получено уравнение

$$\begin{aligned} \frac{1}{V_A^2}\frac{\partial^2 v_r}{\partial t^2} - \Delta_2 v_r = -V_A\Delta_2\left(\frac{v_r}{r}I\frac{\partial(rv_r)}{\partial r}\right) - V_A\frac{\partial(v_r I\Delta_2 v_r)}{\partial r} \\ +{V_A}^2\Delta_2\left[{V_A}^2\left(I\frac{\partial(v_r)}{\partial z}\right)I\left(I\frac{\partial(v_r)}{\partial z}\right)I\Delta_2 v_r + \frac{v_r}{r}I\frac{\partial}{\partial r}\left(v_r I\frac{\partial(rv_r)}{\partial r}\right)\right] \\ + {V_A}^4\left\{\left[I\left(I\frac{\partial(v_r)}{\partial z}\right)I\Delta_2 v_r\right]\frac{\partial}{\partial z}\right. \\ \left. - \left[\frac{\partial}{\partial z}I\left(I\frac{\partial(v_r)}{\partial z}\right)I\Delta_2 v_r\right]\right\}I\Delta_2 v_r \\ - {V_A}^4(\Delta_2 v_r)I^2\frac{\partial}{\partial z}\left(I\frac{\partial(v_r)}{\partial z}\right)I\Delta_2 v_r + {V_A}^2\frac{\partial(v_r)}{\partial z}\left(I\frac{\partial(v_r)}{\partial z}\right)I\Delta_2 v_r \\ + \partial/\partial r[{v_r}^2\frac{\partial v_r}{\partial r} + {V_A}^2 v_r I\Delta_2\left(\frac{v_r}{r}I\frac{\partial(rv_r)}{\partial r}\right). \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь под I понимается оператор интегрирования по времени. Кинематические и динамические граничные условия имеют вид

$$v_r = a\frac{\partial\eta}{\partial t} + a\mathbf{v}.\nabla\eta \text{ при } r = a(1+\eta), \quad (6)$$

$$\mathbf{B}_\mathrm{i}^2 = \mathbf{B}_\mathrm{e}^2 \text{ при } r = a(1+\eta), \quad (7)$$

где η есть возмущение границы. С помощью полученного нелинейного уравнения для скорости можно вывести следующее нелинейное уравнение Шредингера:

$$i\left(\frac{\partial A}{\partial t}+V_g\frac{\partial A}{\partial z}\right)+\alpha\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}+\beta A|A|^2=0, \quad (8)$$

где V_g – групповая скорость. Коэффициенты α и β характеризуют природу нелинейной волны и их общее выражение получается следующим образом:

$$\alpha=\frac{2}{\omega\int_0^\infty sv'^2_r ds}.\int_0^\infty \psi'(\omega.V_g/V_A-kV_A)^2 r\,v'_r dr+\frac{V_g(\omega-kV_g)}{2k\omega}. \quad (9)$$

$$\beta=\frac{1}{\int_0^\infty sv'^2_r ds}\int_0^\infty (r\,v'_r V_A^4(g_2-g_3)/4\omega^3)dr+V_{Ai}/2\omega[a|\lambda_i|J_0(a|\lambda_i|)F - J_1(a|\lambda_i|)G]. \quad (10)$$

Где $g_2=\Delta_k\left(\frac{v'_r}{r}.\frac{d(r\phi)}{dr}-2.\frac{\phi}{r}.\frac{d(rv'_r)}{dr}\right)+\frac{d}{dr}.(v'_r\Delta_{2k}\phi-2\phi\Delta_k v'_r)$, (11)

$$g_3=\Delta_k.\frac{v'_r}{r}.\frac{d}{dr}.v'_r.\frac{d(rv'_r)}{dr}+\frac{d}{dr}.v'_r\Delta_k\frac{v'_r}{r}.\frac{d(rv'_r)}{dr}+\frac{k^2V_A^2}{\omega^2}.\Delta_k.v'^2_r.\Delta_k.v'_r+\frac{2k^2V_A^2}{\omega^2}.v'_r.(\Delta_k v'_r)^2+2.k^2.v'^2_r\Delta_k v'_r-\frac{2\omega^2}{V_A^2}.\frac{d^2v'^3_r}{dr^2}. \quad (12)$$

$$\mathrm{F}=\frac{1}{\omega^2}.\left[\!\!\left[V_A^3\left(\frac{\phi}{2}.\frac{dv'_r}{dr}-\frac{v'_r d\phi}{dr}-\frac{v'^2_r}{2}.\frac{d^2v'_r}{dr^2}+\frac{v'_r}{2}.\left(\frac{dv'_r}{dr}\right)^2\right)+\frac{V_A^2k^2}{2\omega^2}.v'^2_r\Delta_k v'_r\right]\!\!\right]$$

$$G=\frac{1}{\omega^2}.\left[\!\!\left[V_A^3\{ak^2v'_r\phi+\frac{1}{2a}.\frac{d(rv'_r)}{dr}.\frac{d(r\phi)}{dr}+\frac{d}{dr}.\left(\phi.\frac{d(rv'_r)}{dr}-\frac{\frac{v'^2_r}{2}dr\phi}{dr}\right)-\frac{v'_r d}{dr}.r.\frac{d\phi}{dr}+\phi.\frac{d}{dr}.r.\frac{dv'_r}{dr}-\frac{v'_r}{2}.\frac{dv'_r}{dr}.\frac{d}{dr}.\left(\frac{rdv'_r}{dr}\right)-\frac{\frac{v'^2_r}{2}d}{dr}.\frac{rd^2v'_r}{dr}+\frac{v'_r d^2v'_r}{dr^2}.\frac{d(rv'_r)}{dr}-\frac{\frac{v'_r}{2}dv'_r}{dr}.\frac{d}{dr}.\left(\frac{rdv'_r}{dr}\right)+\frac{V_A^2k^2}{2\omega^2}.\frac{d}{dr}.\left(rv'^2_r\,\Delta_2 v'_r\right)-\frac{v'^2_r}{2}.\frac{d^2}{dr^2}\left(\frac{rdv'_r}{dr}\right)+\frac{a}{2}.\frac{k^2v'^2_r dv'_r}{dr}-\frac{k^2v'^2_r d(rv'_r)}{dr}+\frac{1}{2a}.\frac{d}{dr}.\left[\frac{rv'_r d}{dr}.\left(\frac{v'_r d(rv'_r)}{dr}\right]+\frac{v'_r dv'_r}{dr}.\frac{d^2}{dr^2}.(rv'_r)+\frac{v'_r}{2a}.\frac{d(rv'_r)}{dr}.\frac{d}{dr}.\left(\frac{rdv'_r}{dr}\right)-\frac{1}{2a}.\frac{d(rv'_r)}{dr}.\frac{d}{dr}.\left(\frac{v'_r d(rv'_r)}{dr}\right)\}\right]\!\!\right].$$

Здесь $\Delta_k=\frac{1}{r}.\frac{d}{dr}.r.\frac{d}{dr}-\frac{1}{r^2}-k^2$ и $\Delta_{2k}=\frac{1}{r}.\frac{d}{dr}.r.\frac{d}{dr}-\frac{1}{r^2}-(2k)^2$. Квадратными скобками обозначен скачок на границе.

ψ' и ϕ являются решениями следующих дифференциальных уравнений:

$$\frac{d^2\phi}{dr^2}+\frac{1}{r}.\frac{d\phi}{dr}+\left(\frac{4\omega^2}{V_A^2}-4k^2-\frac{1}{r^2}\right)\phi=\Delta_{2k}\left(\frac{v'_r}{r}.\frac{d(rv'_r)}{dr}\right)+\frac{d}{dr}.(v'_r\Delta_k v'_r), \quad (13)$$

$$\frac{d^2\psi'}{dr^2}+\frac{1}{r}.\frac{d\psi'}{dr}+\left(\frac{\omega^2}{V_A^2}-k^2-\frac{1}{r^2}\right).\psi'=v'_r. \quad (14)$$

Уравнения (13) и (14) описывают характер волн во втором приближении нелинейности.

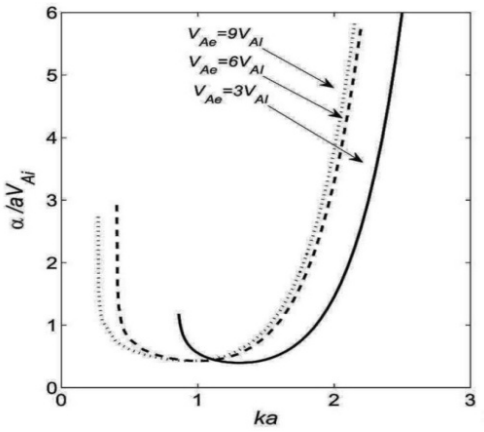


Рис. 1. Значения коэффициента α для фундаментальной радиальной моды.

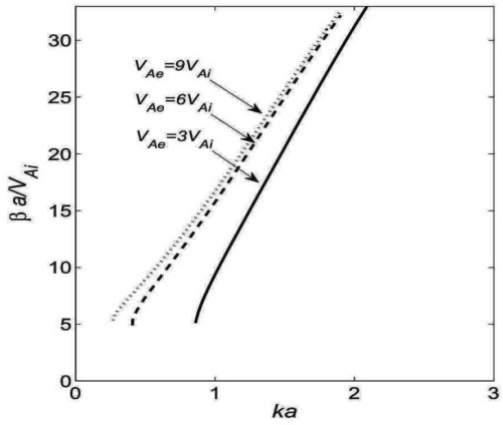


Рис. 2. Значения коэффициента β для фундаментальной радиальной моды.

Уравнение (8) имеет несколько точных решений. Наиболее интересным свойством этого уравнения является устойчивость решения в виде гармонической волны, заданной следующим образом:

$$A = A_0 \exp(\imath \mathrm{kz} - \omega \mathrm{t}), \quad \omega = \mathrm{V_g} k + \alpha k^2 - \beta u_0^2, \qquad (9)$$

где A_0 является постоянной амплитудой. На рисунках 1 и 2 представлены зависимости коэффициентов α и β от безразмерного волнового числа, полученные численными расчетами. Из рисунков следует, что $\alpha\beta > 0$ для широкого диапазона значений параметров. Этот результат означает, что аксиально-симметричные быстрые магнитозвуковые волны в корональных магнитных трубках подвержены модуляционной или Benjamin-Fair неустойчивости [4].

Литература

1. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // 1975, Иссл. геомагн. аэрон. физ. Солнца, 37, 3.
2. *Edwin P.M., Roberts B.* // 1983, Solar Phys. 88, 179.
3. *Рыскин Н.М., Трубецков Д.И.* Нелинейные волны. – М.: Наука, Физматлит, 2000.
4. *Nakariakov V.M., Roberts B., Petrukhin N.S.* // 1997, J. Plasma Phys. 58, 315.

ДИАГНОСТИКА АНИЗОТРОПИИ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПО НАБЛЮДАЕМОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ

Моргачев А.С.[1,2], Кузнецов С.А.[1,2], Мельников В.Ф.[2]
[1]ФГБНУ НИРФИ, Нижний Новгород
[2]ГАО РАН, Санкт-Петербург

DYAGOSTIC OF ACCELERADED ELECTRONS' ANYSOTROPY USING POLARIZATION OF SOLAR FLARE LOOP MICROWAVE EMISSION

Morgachev A.S.[1,2], Kuznetsov S.A.[1,2], Melnikov V.F.[2]
[1]Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod
[2]Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg

Purpose of our investigation is a verification of the hypothesis on longitudinal anisotropy of emitting electrons as a reason of the observed O-mode dominance of circular polarized microwave emission in solar flare loops. We used Nobeyama radio heliograph (NoRH) data on 17 & 34 GHz with high spatial resolution for polarization and brightness maps analysis, HMI/SDO magnetograms and AIA/SDO EUV maps for identification of magnetic field configuration. We have analyzed 33 events from NoRH data base and found signatures of electrons anisotropy for four of them.

Данная работа посвящена исследованию явления инверсии поляризации микроволнового излучения нетепловых электронов, ускоренных в процессе возникновения солнечных вспышек и захваченных в замкнутые конфигурации магнитного поля – магнитные петли.

Микроволновое излучение вспышечных петель генерируется нетепловыми электронами главным образом гиросинхротронным (ГС) механизмом. ГС излучение электронов можно представить в виде двух циркулярно поляризованных мод – обыкновенной и необыкновенной. Коэффициенты излучения и поглощения для каждой из мод различны и сильно зависят от угла зрения по отношению к направлению магнитного поля [1, 2], а также от энергетического и питч-углового распределений электронов [3]. Теоретические расчеты и радионаблюдения [1, 2] показывают, что в большинстве случаев в микроволновом излучении солнечных вспышек доминирует необыкновенная мода ГС излучения. Преобладание же обыкновенной моды может быть связано со следующими эффектами: 1) большой оптической толщиной источника [3]; 2) взаимодействием мод при квазипоперечном распространении волны относительно линий магнитного поля [4]; 3) излучением нетепловых позитронов, возникших при ядерных реакциях во вспышечных петлях [5]; 4) возникновением продольной анизотропии

нетепловых электронов в некоторой области петли при условии наблюдения в квазипоперечном к линиям магнитного поля направлении [3, 6].

Morgachev et al. [7] обнаружили подобный эффект пространственной и временной инверсии поляризации для одного события 19 июля 2012 г. по данным наблюдений радиогелиографа Нобеяма на частоте 17 ГГц. В связи с вышесказанным целью нашего исследования является проверка гипотезы о продольной анизотропии электронов как причине наблюдаемого в некоторых вспышечных петлях преобладания обыкновенной моды поляризованного по кругу микроволнового излучения для статистически значимого числа событий.

В работе использовались данные о наблюдаемом потоке на частотах 17 и 34 ГГц и степени поляризации на частоте 17 ГГц, полученные радиогелиографом Нобеяма с пространственным разрешением 5 и 10" и временным разрешением 1 с. В ходе исследования была составлена база данных из более чем 30 событий, для каждого из которых проводилось построение карт распределения степени поляризации и радиояркости, а также магнитограмм и карт ультрафиолетового излучения по данным инструментов HMI/SDO и AIA/SDO для установления топологии магнитного поля в области вспышки. Для установления признаков анизотропии нетепловых электронов исследование проводилось по следующему алгоритму:

1) Отбирались одиночные вспышечные петли, чтобы исключить комплексность картины излучения.

2) Для вспышечных петель, наблюдаемых в квазипоперечном направлении по отношению к их магнитному полю, в соответствии с результатами работы [6] производился поиск событий с наблюдаемой пространственной инверсией степени поляризации в вершине относительно оснований.

3) Отбирались события, в которых происходит временное изменение степени поляризации в некоторой области петли. Поскольку геометрия магнитного поля не должна значительно измениться за время отдельного пика вспышки (10–50 с), то маловероятно, что подобное временное изменение может быть связано с быстрым изменением ориентации петли или с эффектом взаимодействия мод при квазипоперечном распространении.

4) Отбирались события, в которых по некоторым критериям можно было показать, что излучение из какой-либо области петли происходит в обыкновенной моде.

5) Дополнительно проводилось сравнение карт распределения радияркости наблюдаемых вспышечных петель с модельными расчетами для продольной питч-угловой анизотропии электронов.

В результате проведенного нами исследования было установлено, что в 4-х из отобранных вспышек наблюдаются признаки продольной анизотропии нетепловых электронов.

В качестве примера рассмотрим вспышку 28 октября 2013, которая произошла около западного лимба Солнца. Радиоисточник этой вспышки

обладает четкой однопетельной структурой на частоте 34 ГГц с ориентацией плоскости петли, благоприятной для наблюдения всех её частей (см. рис. 1). Анализ карт распределения степени поляризации и ее временных профилей из различных частей петли показал следующее. В северном основании знак поляризации – положительный на протяжении всего всплеска (см. рис. 1, верхняя и нижняя панели слева). В южном основании до момента максимума интенсивности всплеска, степень поляризации принимала положительные и близкие к нулю значения. Однако после максимума всплеска знак поляризации сменился на отрицательный (см. рис. 1, нижняя и верхняя панели справа). Таким образом, после максимума всплеска наблюдается пространственная инверсия степени круговой поляризации с положительным значением в области северного основания и отрицательным в области южного основания петли.

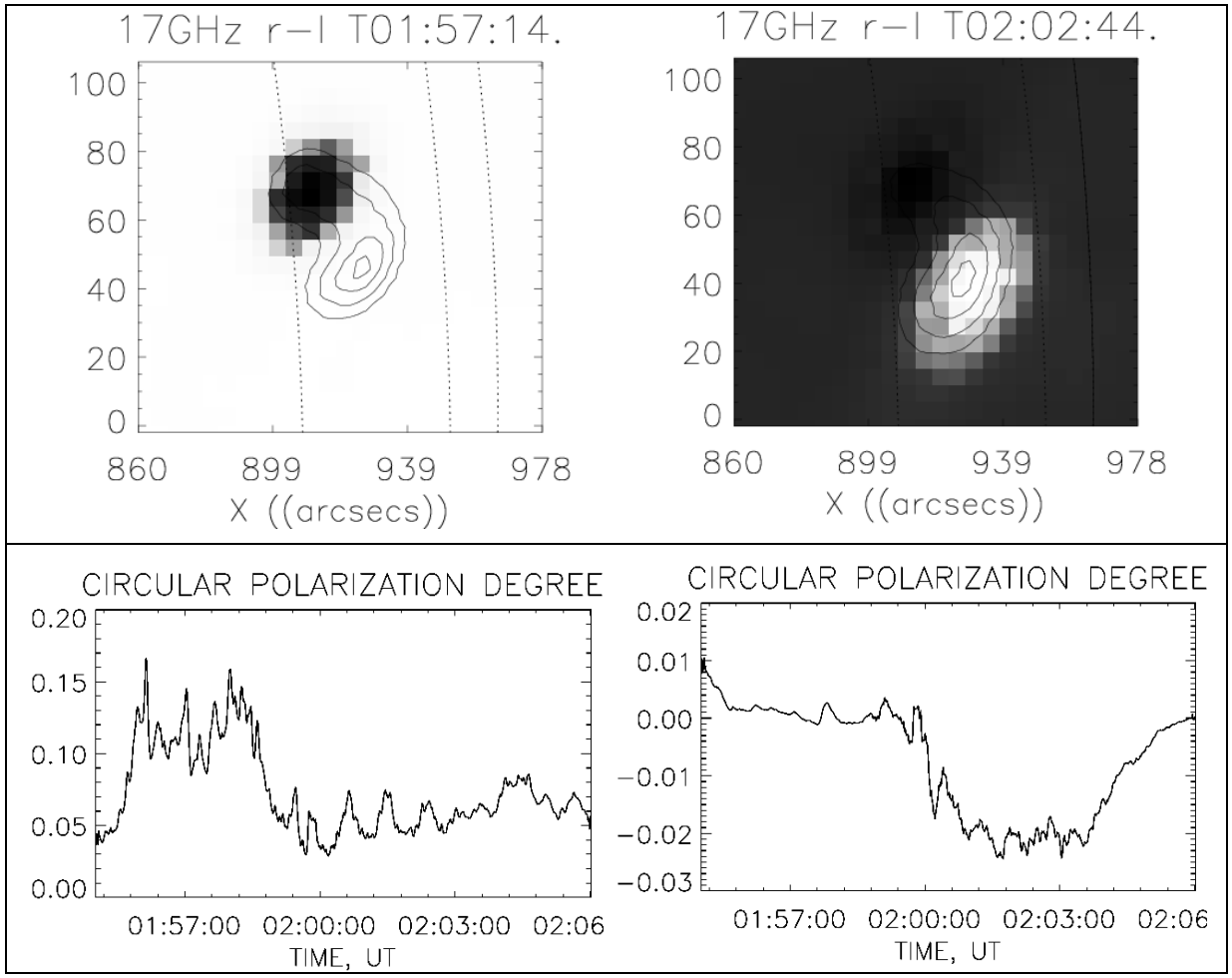


Рис. 1. *Верхняя панель*: карты распределения степени поляризации на частоте 17 ГГц для события 28 октября 2013 г и контуры радиояркости на частоте 34 ГГц для моментов времени 01:57:14 UT (*слева*) и 02:02:44 UT (*справа*). *Нижняя панель*: временные профили степени круговой поляризации из северного (*слева*) и южного (*справа*) оснований петли.

Анализ наклона спектра между частотами 17 и 34 ГГц показал, что значение спектрального индекса в течение всплеска остается отрицательным. Следовательно, источник является оптически тонким на 17 ГГц и, соответственно, изменение знака поляризации в южном основании не может быть связано с эффектом самопоглощения. Временные масштабы изменения знака поляризации (меньше минуты) позволяют также исключить предположение об изменении ориентации магнитного поля в течение всплеска. Таким образом, пространственная и временная инверсия степени поляризации в петле могут являться признаками возникшей продольной питч-угловой анизотропии электронов.

Стоит отметить, что на основе подобного анализа по описанному выше алгоритму удалось обнаружить лишь некоторые признаки продольной анизотропии энергичных электронов во вспышечных петлях для нескольких событий. Для получения окончательного доказательства ее присутствия необходимо проводить дальнейшее исследование отобранных вспышек на основе моделирования кинетики нетепловых электронов, расчета их радиоизлучения и сравнения результатов моделирования с наблюдениями.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№: 15-32-50987, 14-02-00924, 13-02-00586, 15-02-0828 и Программы ПРАН №22.

Литература

1. *Dulk, G.A.* ARA&A, 1985, V. 23, p. 169–224.
2. *Bastian, T.S., Benz, A.O., Gary, D.E.* ARA&A, 1998, V. 36, pp. 131–188.
3. *Fleishman G.D., Melnikov V.F.* ApJ, 2003, V. 587, pp. 823–835.
4. *Su Y.N., Huang G.L.* SoPh, 2003, V. 219, pp. 159–168.
5. *Fleishman G., Altyntsev A., Meshalkina N.* PASJ, 2013, V. 65, No.SP1, Article No.S7 5.
6. *Melnikov, V.F.; Pyatakov, N.P.; Shibasaki, K.* ASPC, 2012, V. 454, p. 321.
7. *Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., and Melnikov V.F.* Ge&Ae, 2014, V. 54, № 7, pp. 933–942.

ВРЕМЕННАЯ ЭВОЛЮЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ НА ОСНОВЕ RHESSI И SDO/AIA НАБЛЮДЕНИЙ

Моторина Г.Г.[1,2], Контарь Э.П.[2]
[1]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Факультет физики и астрономии, Университет Глазго, G12 8QQ, Глазго, Великобритания*

TEMPORAL EVOLUTION OF THE ENERGY DISTRIBUTION OF ELECTRONS IN SOLAR FLARES BASED ON RHESSI AND SDO/AIA OBSERVATIONS

Motorina G.G.[1,2], Kontar E.P.[2]
[1]*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia*
[2]*School of Physics and Astronomy, University of Glasgow, G12 8QQ, Glasgow, UK*

Diagnostics of flare plasma is typically carried out by means of studying of extreme ultraviolet radiation, while information about the nonthermal plasma component, the distribution of high-energy accelerated electrons can be obtained from X-ray data. Using simultaneous observations from SDO/AIA and RHESSI it became possible to study the energy distribution of hot/accelerated electrons in a wide energy range from 0.1 keV up to several tens of keV. Using a method of fitting with the differential emission measure both AIA and RHESSI data we can find the DEM and the energy distribution of electrons in the flare plasma. Using this method the temporal evolution of the DEM and the energy distribution of accelerated electrons was analyzed for one limb event.

Введение

Ввиду появления космических аппаратов с более высоким пространственным, временным и энергетическим разрешением в последнее десятилетие были получены многочисленные результаты по обработке данных одновременных наблюдений [1–3]. Данная работа посвящена решению обратной задачи с использованием метода фитирования для решения интегральных уравнений, с помощью которого производится восстановление дифференциальной меры эмиссии (DEM), с дальнейшим поиском энергетических распределений электронов, ускоренных во время солнечных вспышек, для различных моментов времени на основе спектров рентгеновского и крайнего ультрафиолетового излучения, зарегистрированных космическими аппаратами RHESSI [4] и SDO/AIA [5] соответственно.

Солнечная вспышка 8 мая 2015 года

Рассмотрим лимбовую вспышку 8 мая 2015 г., которая началась в 8:00:40 UT и относится к рентгеновскому классу C1.5 по GOES [6]. Данные крайнего ультрафиолетового излучения с SDO/AIA в шести EUV фильтрах (131 Å, 171 Å, 193 Å, 211 Å, 335 Å, 94 Å) и мягкого рентгенов-

ского излучения с RHESSI были взяты для десяти временных интервалов, соответствующих фазе роста, максимума и спада интенсивности излучения (рис. 1).

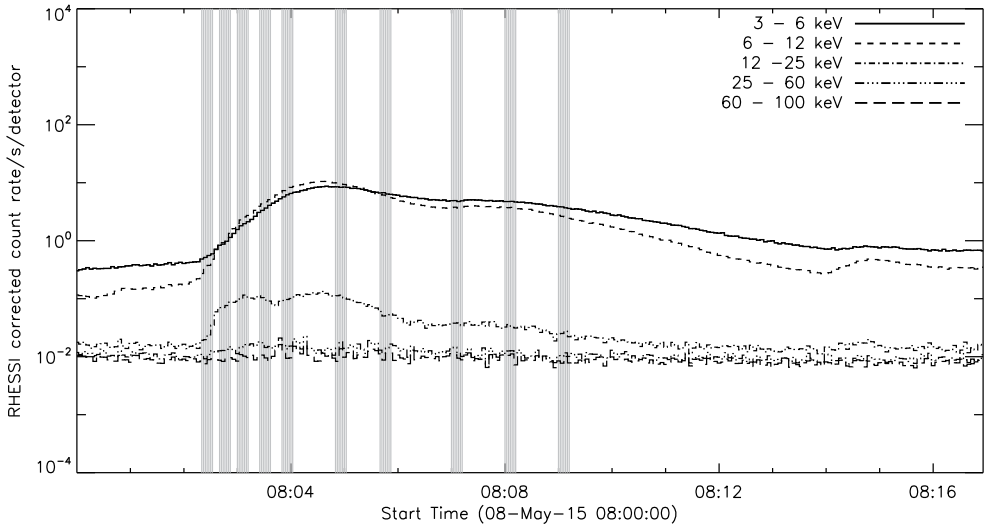


Рис. 1. Кривые блеска рентгеновского излучения по данным RHESSI. Серыми областями показаны моменты времени, для которых производилось фитирование.

Сделаем предположение, что одна и та же излучающая плазма наблюдается на всех длинах волн. Таким образом, данные SDO/AIA были взяты из области вспышечной плазмы, соответствующей 50% RHESSI контура (CLEAN алгоритм). Применим метод фитирования DEM функцией к данным SDO/AIA и RHESSI одновременно [7]. Будем использовать дифференциальную меру эмиссии двух видов:

1) DEM, имеющая каппа распределение [8],

$$\xi_1(T) = \frac{EM}{T_0\Gamma(\alpha-1)}\left(\frac{T_0}{T}\right)^{\alpha}\exp\left(-\frac{T_0}{T}\right),$$ где $\Gamma(x)$ –гамма функция, $\Gamma(x)>1$;

2) DEM, имеющая модифицированную функцию Бесселя второго рода $K_n(z)$ [9] в выражении для энергетического распределения электронов, $\xi_2(T) = \frac{EM}{T_0\Gamma(\alpha+1)}\left(\frac{T}{T_0}\right)^{\alpha}\exp\left(-\frac{T}{T_0}\right)$, $\Gamma(x)>0.5$, которое имеет вид:

$$<nVF>=\frac{2^{3/2}E}{\sqrt{\pi m_e}k_B{}^{3/2}}\frac{2EM\left(T_0E/k_B\right)^{0.5\alpha-0.25}}{T_0^{\alpha+1}\Gamma(\alpha+1)}\mathrm{K}_{\alpha-0.5}\left(2\sqrt{\frac{E/k_B}{T_0}}\right) \quad (1)$$

где EM – мера эмиссии, T_0 – температура и α – спектральный индекс. Через параметр T_0 также можно выразить максимальную температуру $T_{max} = \alpha T_0$ и среднюю температуру $<T>=EM^{-1}\int_0^{\infty}T\xi(T)dT$, равную $<T>=T_0(\alpha+1)$ для ξ_2.

Для ξ_1 максимальная температура равна $T_{max} = T_0/\alpha$, а средняя температура $<T> = T_0/(\alpha–2)$.

Так как для некоторых временных интервалов фитирование одной DEM функцией оказалось недостаточным, то использовались две DEM

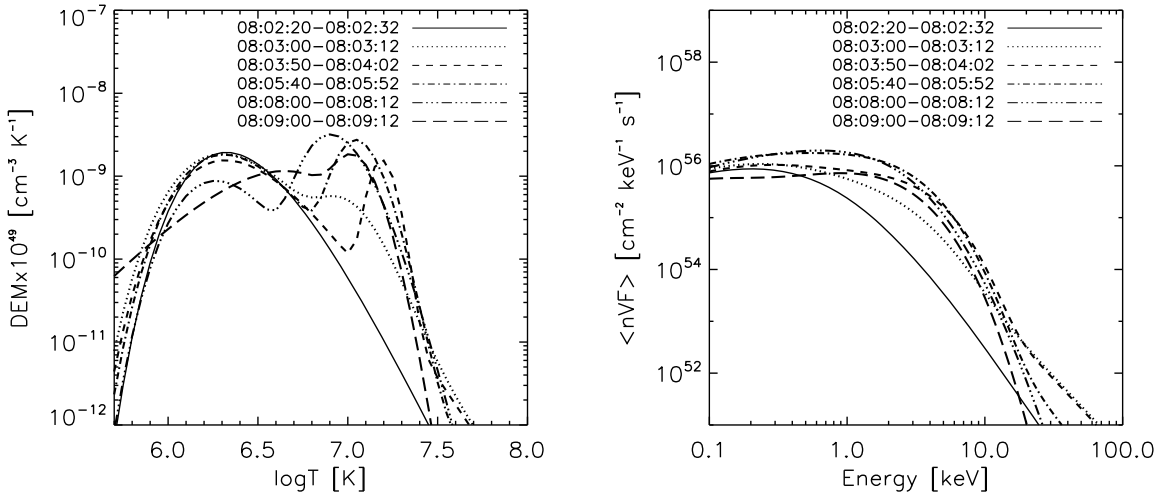


Рис. 2. DEM (*слева*) и *<nVF>* (*справа*), найденные с помощью фитирования SDO/AIA и RHESSI данных одновременно, для шести выбранных интервалов.

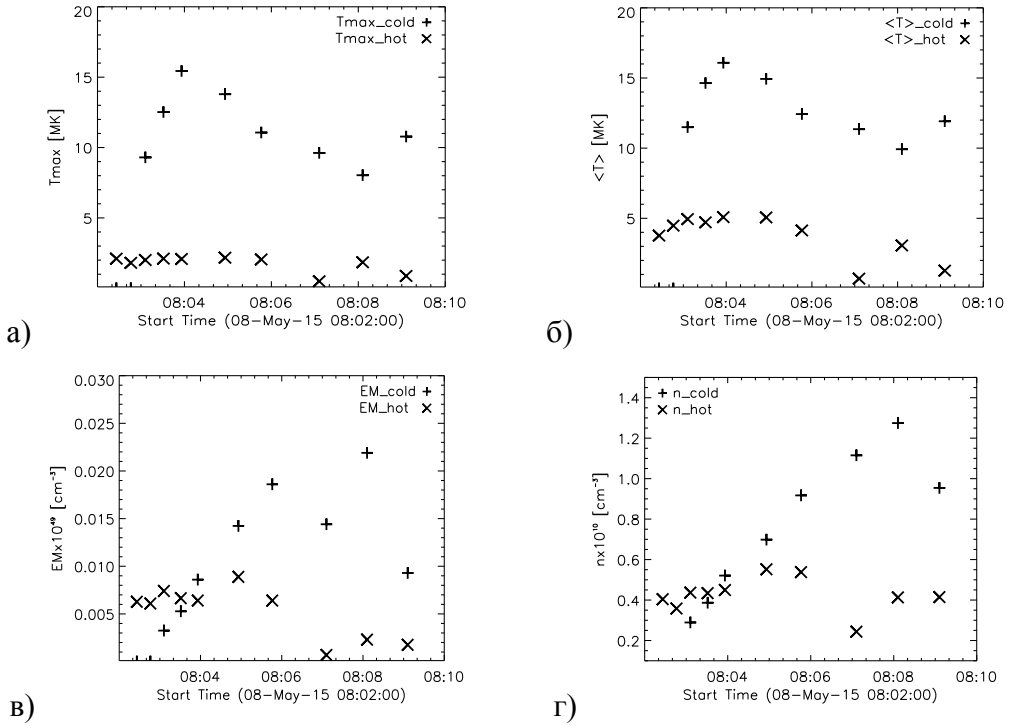


Рис. 3. Максимальная температура (**а**), средняя температура (**б**), мера эмиссии (**в**), концентрация (**г**) для холодной и горячей компонент плазмы, найденные с помощью фитирования, для десяти временных интервалов.

функции ξ_1, ξ_2 или ξ_1, ξ_1, соответствующие двум компонентам плазмы: холодная, соответствующая фоновой плазме вдоль луча зрения, и горячая,

соответствующая вспышечной плазме. Результаты фитирования показаны на рис. 2, где видна подробная эволюция плазмы от начала подъема до спада во вспышке.

На рис. 3 показана временная эволюция физических параметров плазмы для горячей и холодной компонент плазмы: максимальная температура (рис. 3а), средняя температура (рис. 3б), мера эмиссии (рис. 3в), концентрация плазмы (рис. 3г). Концентрация плазмы находилась из выражения $n = (EM/V)^{1/2}$, где объем $V = A^{3/2}$ [см^3], а площадь A взята для 50% контура RHESSI для энергии 6–10 кэВ.

Как видно из рис. 3, параметры холодной компоненты плазмы (фоновая плазма) не сильно меняются со временем, в то время как параметры горячей компоненты плазмы изменяются примерно каждые 12–20 секунд. Средняя и максимальная температура горячей компоненты повторяют временной ход рентгеновского излучения, а пики меры эмиссии и концентрации плазмы запаздывают примерно на 2 минуты (эффект Нойперта) [10]. Таким образом, данные результаты показывают подробную эволюцию плазмы во вспышке.

Заключение

Таким образом, разработанный метод нахождения дифференциальной меры эмиссии одновременно для RHESSI и SDO/AIA был применен для солнечной вспышки 8 мая 2015 года. Для десяти временных интервалов были найдены и проанализированы спектры DEM, $<nVF>$, физические параметры вспышечной плазмы и их временная эволюция.

Работа частично поддержана Программами Президиума РАН П-9, 41, грантами РФФИ 13-02-00277А и 14-02-00924А, Marie Curie International Research Staff Exchange Scheme "Radiosun" (PEOPLE-2011-IRSES-295272).

Литература

1. *Caspi A., McTiernan J.M., Warren H.P.* 2014, ApJL, 788, 31.
2. *Battaglia M. and Kontar E.P.* 2013, ApJ, 779, 107.
3. *Inglis A.R., Christe S.* 2014, ApJ, 789, 116.
4. *Lin R.P., Dennis B.R., Hurford G.J. et al.* 2002, Solar Phys., 210.
5. *Lemen J.R., Title A.M., Akin D. J., et al.* 2012, Sol. Phys., 275, 17.
6. *White S.M., Thomas R.J., Schwartz R.A.* 2005, Solar Phys. 227, 231, 248.
7. *Моторина Г.Г., Контарь Э.П.* Труды. СПб. 2014. С. 307–310.
8. *Kašparová J. and Karlický M.* 2009, A&A, 497, 13.
9. *Cody W.J.* ACM Transactions on Mathematical Software, 1993, 19, 1.
10. *Dennis B.R. and Zarro D.M.* 1993, Sol. Phys., 146, 177.

ВРЕМЯ ЖИЗНИ И ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ ДВУХ ПОПУЛЯЦИЙ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Наговицын Ю.А.[1,2], Певцов А.[3], Осипова А.А.[1]
[1]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Государственный университет аэрокосмического приборостроения Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Национальная солнечная обсерватория, Санспот, NM 88349, США*

LIFETIME AND DIFFERENTIAL ROTATION OF TWO POPULATIONS OF SUNSPOT GROUPS

Nagovitsyn Yu.A.[1,2], Pevtsov A.[3], Osipova A.A.[1]
[1]*Central Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*
[2]*St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia*
[2]*National Solar Observatory, Sunspot, NM 88349, U.S.A.*

It is shown, that a parameter, separating sunspot groups into two populations, is lifetime of sunspot group. For small short-living groups (SSG) lifetime varies from 1 to 5 days, while for large long-living (LLG) lifetime is 6 days and more. The average value of the SSG area varies temporally up to ten times with typical time about 60 years. Rotation of SSG and LLG is different. Rotation of SSG is unimodal and fast. Rotation of LLG has two modes: fast mode, which is close to the fast mode of SSG, and slow mode, whose rotation velocity at the equator is 0.22 deg/day smaller.

Введение

В [1] показано, что пятна по своим размерам образуют две популяции, распределенные логнормально (см. также Куклин, [2]). Результат о наличии двух популяций для групп пятен был подтвержден в [3] и [4–5]. В последних двух работах авторы заключали также, что логнормально распределены группы с большими площадями, а малые показывают распределение Вейбулла. В этой работе мы приведем новые аргументы о существовании двух популяций групп пятен, различающихся по своим свойствам.

Данные

В работе как параметры будут использованы данные о площадях, времени жизни и дифференциальном вращении групп солнечных пятен. Ряды первых двух параметров построены на основе Гринвичского RGO (1874–1976) и Кисловодского KMAS (1977–2014) каталогов. Они вместе уже использовались в [5], где было отмечены хорошее соответствие данных каталогов в 1954–1976 гг. и то обстоятельство, что KMAS может успешно использоваться в качестве продолжения измерений площадей групп RGO. Ряды дифференциального вращения групп пятен построены на основе Гринвичского каталога и его продолжения USAF/NOAA.

Две популяции групп солнечных пятен: распределения площадей и их динамика

Для каждой группы пятен выберем максимальное за время существования значение площади. Таким образом, каждая группа будет присутствовать в статистике 1 раз. В этом случае гистограмма встречаемости различных значений площадей в логарифмах log*S* выглядит так, как на рис. 1a.

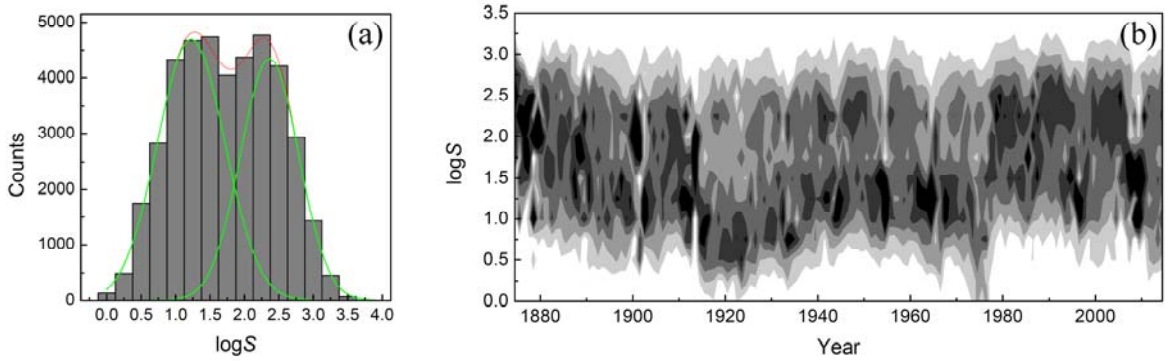


Рис. 1. (a) Гистограмма распределения логарифмов площадей групп и ее представление в виде двух гауссиан (логнормальных распределений). **(b)** Динамическая функция плотности вероятности для логарифмов площадей групп пятен.

Гистограмму достаточно хорошо описывают две гауссианы, так что наше предположение [1] о логнормальном распределении в обеих популяциях, несмотря на возражения [4–5], выглядит достоверным. Коэффициент корреляции между наблюдениями и двухгауссовой моделью составляет 0.9987. Максимальная встречаемость соответствует площадям 17 мдп (малые группы пятен) и 235 мдп (большие).

Рассмотрим динамическую, с шагом в один год, плотность вероятности распределения площадей групп пятен. На рис. 1b группы образуют две варьирующие по значениям log*S* полосы, соответствующие двум популяциям рис. 1a.

Две популяции групп солнечных пятен: параметр разделения

На рис. 1 видно, что популяции по параметру логарифма максимальных площадей групп пятен пересекаются в области $\log S = 1.0 \div 2.5$. Попробуем найти сторонний параметр, надежно разделяющий популяции.

Известно, что в целом группы пятен с меньшими максимальными за время существования площадями имеют меньшую продолжительность жизни (ПЖ), чем группы с большими.

Рассмотрим отдельно площади групп с ПЖ $\le m$ дней и групп с ПЖ $> m$ дней. Выбирая разные *m*, построим распределения по логарифмам площадей для каждой из таких популяций и сравним ее параметры с параметрами гауссиан на рис. 1, построенными для всего распределения площадей групп. Оказывается, наилучшее совпадение с общими распределе-

ниями на рис. 1a дает разделение групп при $m = 5$, т.е. группы разделяются на популяции SSG (Small Sort-living Groups) с ПЖ ≤ 5 дней и LLG (Large Long-living Groups) с ПЖ > 5 дней.

Построим динамические плотности вероятности для SSG и LLG отдельно – рис. 2. Мы видим, что группы надежно разделились по популяциям, рис. 2 хорошо воспроизводит рис. 1b.

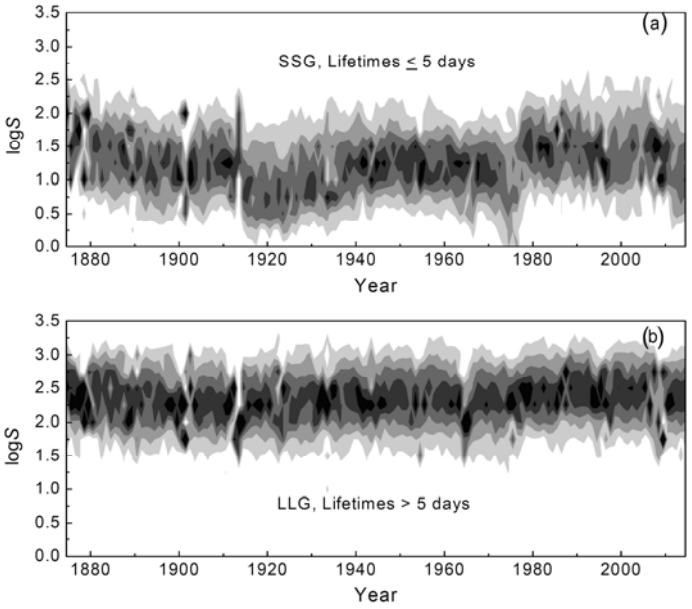


Рис. 2. Динамическая функция плотности вероятности для логарифмов площадей групп пятен SSG (a) и LLG (b) популяций.

Среднее значение площадей SSG сильно изменяется по времени (до ~10 раз) с типичным временем изменения ~ 60 лет (что соответствует короткому компоненту цикла Гляйссберга [6]).

Таким образом, мы нашли параметр – время жизни группы – по которому два распределения, которые мы ранее статистически выделяли как пересекающиеся гауссианы в эмпирическом распределении рис. 1a, разделяются физически. Группы с ПЖ ≤ 5 дней и более 5 дней образуют две различные популяции.

Две популяции групп солнечных пятен: дифференциальное вращение

Рассмотрим дифференциальное вращение относительно керрингтоновской сетки для SSG и LLG отдельно. Будем использовать Гринвичские данные 1874–1976 и его продолжения USAF/NOAA.

Скорость вращения определялась следующим образом: если ПЖ группы было 2 дня, вращение определялось по двум положениям, для всех групп с ПЖ ≥ 3 дня применялся метод наименьших квадратов. Значения скоростей $\omega > 2$ град/сут удалялись из статистики как нереальные. Далее с разрядкой по синусу гелиографического угла $\sin\varphi$, равной 0.05, строились гистограммы распределения скоростей с шагом 0.1 град/сут, которые приближались гауссианами. За искомую скорость для данного $\sin\varphi$ принимался центр гауссианы. Потом значения для разных широт аппроксимировались известной формулой $\omega = a_0 + a_1 \sin\varphi + a_2 \sin^2\varphi$. Изменения со временем коэффициентов этой формулы приведены на рис. 3.

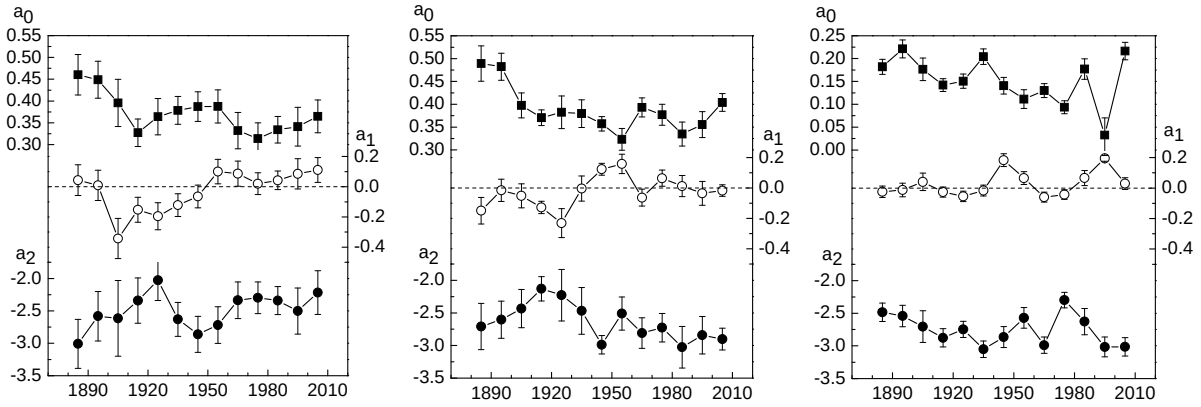


Рис. 3. Временные изменения параметров дифференциального вращения **(a)** SSG; **(b)** быстрого компонента LLG; **(c)** медленного компонента LLG

Оказалось, что дифференциальное вращение SSG одномодальное, а LLG бимодальное, причем экваториальное вращение быстрой моды LLG, названной LLG1, совпадает с модой SSG: $a_0[\mathrm{SSG}] - a_0[\mathrm{LLG1}] = -0.016 \pm 0.036$, а медленной – значимо (4.6σ) отличается: $a_0[\mathrm{SSG}] - a_0[\mathrm{LLG2}] = 0.220 \pm 0.048$. В 40-е и 90-е годы мода LLG2 показала значимую N-S асимметрию вращения. Остальные особенности параметров, показанных на рис. 3, еще предстоит изучить.

Выводы и результаты

Параметр, разделяющий группы пятен на две популяции, – время жизни группы. Для малых короткоживущих SSG это 1–5 дней, для крупных долгоживущих LLG – 6 и более дней.

Среднее значение площадей SSG сильно изменяется во времени (до ~10 раз) с типичным временем изменения ~ 60 лет.

Вращение SSG и LLG различно. Вращение SSG одномодальное и быстрое. Вращение LLG имеет две моды: быструю, близкую к быстрой моде SSG, и медленную, вращающуюся на экваторе на 0.22 град/сут медленнее.

В целом, результаты, полученные в этой работе, не противоречат гипотезе о существовании на Солнце двух различающихся по свойствам популяций пятен, которые могут формироваться в разных частях конвективной зоны [1].

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 13-02-00277.

Литература

1. *Nagovitsyn Yu. et al* // ApJL., 758, L20, 2012.
2. *Kuklin, G.V.* // BAC, 31, 224, 1980.
3. *Tlatov, A.G. & Pevtsov, A.A.* // Solar Phys., 289, 1143, 2014.
4. *Muñoz-Jaramillo, A., et al.* // ApJ, 800, 48, 2015.
5. *Muñoz-Jaramillo, Andrés et al.* // ApJ, 804, 68, 2015.
6. *Nagovitsyn Yu.A.* // Geomagnetism and Aeronomy, Vol. 41, 680, 2001.

ДЛИТЕЛЬНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ СВОЙСТВ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Наговицын Ю.А.[1,2], Певцов А.[3], Осипова А.А.[1], Тлатов А.Г.[1]
[1]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия
[3]Национальная солнечная обсерватория, Санспот, NM 88349, США

LONG-TERM VARIATIONS OF SUNSPOT PROPERTIES

Nagovitsyn Yu.A.[1,2], Pevtsov A.[3], Osipova A.A.[1], Tlatov A.G.[1]
[1]Central Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia
[2]St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia
[3]National Solar Observatory, Sunspot, NM 88349, U.S.A.

*In this paper, based on data of eight observatories, the combined set of central magnetic field strength H (observed in central area <14° of solar disk) was constructed. Sunspot magnetic fields were identified with their areas S operated by the Greenwich and Kislovodsk observatories. It is shown that coefficients of dependence H = A + B*log(S) vary in time. Coefficient A shows negative secular trend, whereas B – positive. Variations in time of magnetic field strength for large and small sun-spots are different. Sunspot magnetic flux distribution has bilognormal form. Thus there is confirmed that sunspots form two independent populations that can speak about two different regions of magnetic field generation within the Sun.*

Введение

В [1] на основе длительных рядов наблюдений Службы Солнца СССР было показано, что магнитные поля крупных пятен на временном интервале 1958–2011 гг. изменяются с 11-летним циклом. В [2] на основе данных обсерватории Маунт-Вилсон за 1920–1958 гг. построена зависимость максимальной напряженности магнитного поля пятен H от логарифма площади $\log(S)$ соответствующих групп пятен. Задача нашей работы – рассмотреть изменения зависимости H *vs* $\log(S)$ на вековой шкале, причем для отдельных пятен, а не их групп. При этом принимается во внимание, в отличие от [1–3], что при традиционной методике мы наблюдаем вертикальное магнитное поле пятна только вблизи центра диска Солнца.

Данные

Что касается напряженностей магнитных полей пятен H, то для 1957–2014 гг. были использованы главным образом данные, собранные в «Объединенной базе данных магнитных полей солнечных пятен» (Е.В. Милецкий и др.) http://www.gao.spb.ru/database/mfbase/gindex.html. В этой базе содержатся данные обсерваторий Пулково, КрАО, ИЗМИРАН, Уссурийск, Урал (Коуровка), Шемаха, ИМИС (СибИЗМИР). Для 1920–1959 гг. использовались данные обсерватории Маунт-Вилсон. Таким обра-

зом, в работе используются данные о магнитных полях пятен, полученные в 8 обсерваториях.

Относительно *S*: использовались площади наибольших пятен в группах для гелиоцентрических углов <14 град по данным Кисловодска, поскольку они присутствуют в этих данных (1957–2014 гг.), и для остальных лет – площадь групп типов 0 (single spot) и 1 (single w/few small spots) по данным Гринвича для таких же гелиоцентрических углов. Таким образом, мы сопоставляли с напряженностью поля площади именно пятен, а не групп.

Единый ряд данных Службы Солнца СССР

В качестве опорной системы измерений магнитных полей была выбрана, как и в [1], пулковская. Использовалась следующая модификация метода наименьших квадратов.

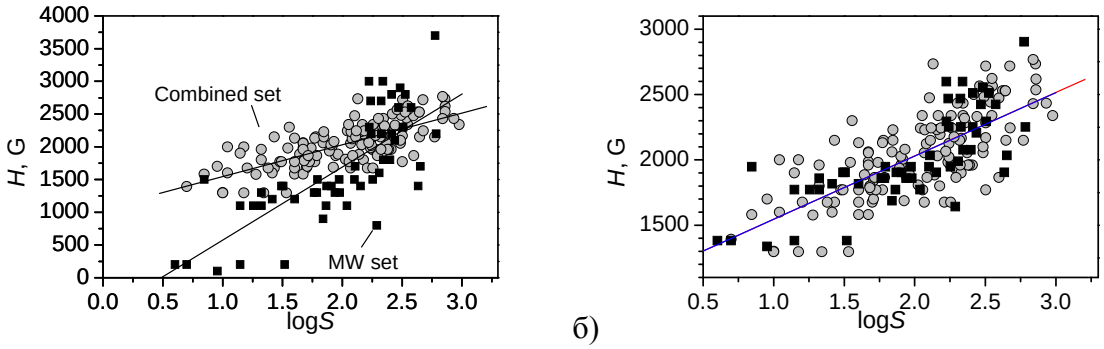
Пусть мы хотим перевести систему ряда θ в пулковскую ζ в линейном смысле, т.е. получить коэффициенты *b* и *m* в зависимости $\zeta = m + b\theta$. Поскольку в нашем случае оба из попарных рядов отягощены ошибками, следует минимизировать сумму квадратов расстояний точек от прямой, а не ординат, как в обычном МНК. Для начала избавимся от свободного члена m, вычтя средние значения: $y \equiv \zeta - \overline{\zeta}$, $x \equiv \theta - \overline{\theta}$, $m \equiv \overline{\zeta} - b\overline{\theta}$. Тогда зависимость приобретает вид $y - bx = 0$. Записывая по правилам аналитической геометрии квадраты расстояний до прямой *i*-х точек $d_i^2 = \frac{(y_i - bx_i)^2}{b^2 + 1}$, беря их сумму и дифференцируя по параметру *b*, получаем уравнение $b^2 \sum x_i y_i + b\left(\sum x_i^2 - \sum y_i^2\right) - \sum x_i y_i = 0$, решение которого $b = -\frac{L}{2} \pm \sqrt{\frac{L^2}{4} + 1}$, где $L = \frac{\sum x_i^2 - \sum y_i^2}{\sum x_i y_i}$.

После приведения всех рядов в систему Пулкова мы оценили ошибку единого ряда как среднеквадратическое отклонение от среднего для пятен, у которых есть измерения нескольких обсерваторий. Оказалось, $\sigma = 210G$.

Перевод данных Маунт-Вилсон H_W (1920–1958) в систему единого ряда H_U

На рис. 1 а, на котором приведены зависимости напряженности от логарифма площади для систем измерений H_W и H_U, видно, что для интервала их пересечения 1957–1958 они существенно различаются. Для перевода H_W в H_U заметим следующее. Пусть зависимости от площади для систем описываются соотношениями: $H_U = a + b\log S$ и $H_W = c + d\log S$. Тогда величины $H_W^* = (a - \frac{bc}{d}) + \frac{b}{d} H_W$ в статистической зависимости от $\log S$

будут иметь те же коэффициенты, что и (9). Получаем зависимости на рис. 1б). Формула перехода: $H_W^* = 1295 + 0.4346 H_W$.

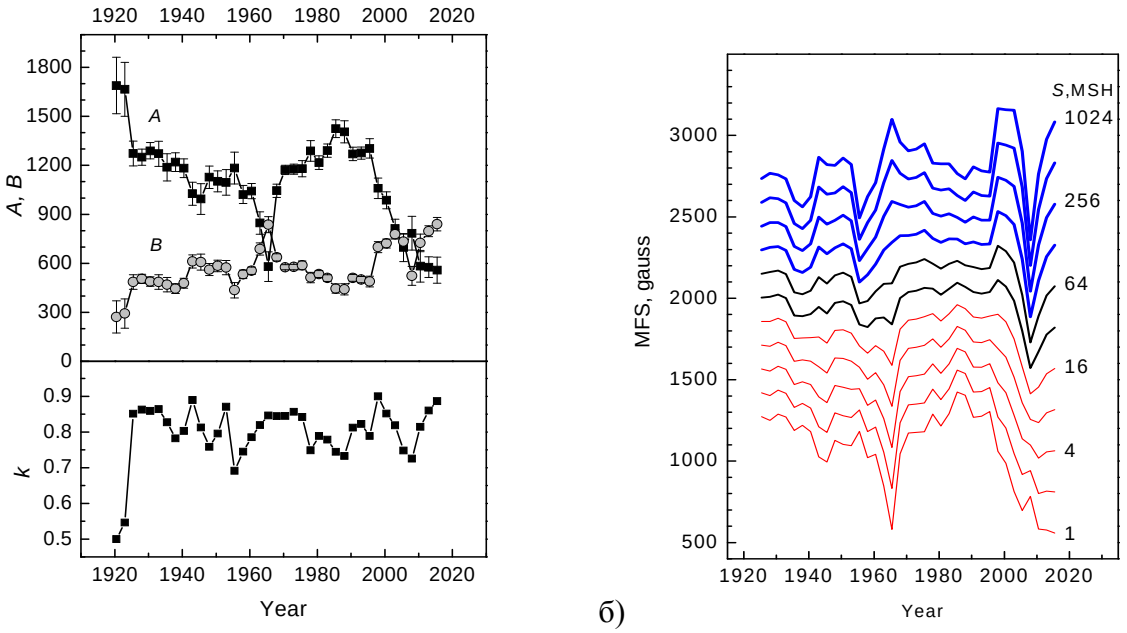


а) б)

Рис. 1.

Временные изменения коэффициентов в формуле $H = A + B \log S$ для единого ряда в 1920–2014 гг.

На рис. 2а приведены временные изменения коэффициентов зависимости $H = A + B \log S$ и соответствующие коэффициенты корреляции k на вековой шкале. Зависимость рассчитывалась на интервалах в пять лет со сдвигом на 2.5 года. По-видимому, первые две точки надо исключить. Так что надежная зависимость включает у нас интервал 1925–2014. Коэффициенты корреляции высокие: иногда – до 0.85–0.90.



а) б)

Рис. 2.

Временные изменения магнитного поля пятен разной площади

На рис. 2б приведены временные изменения напряженностей для пятен разной площади, полученные на основе значений коэффициентов A и B

на рис. 2а. Видно, что крупные и мелкие пятна показывают совершенно разное изменение напряженности со временем.

Магнитный поток и две популяции пятен

В [4] показано, что магнитный поток пятна можно представить через его центральную напряженность и площадь как $F = 0.34HS$.

Построим гистограмму встречаемости различных значений логарифма пятенного потока по нашей выборке – рис. 3. Хорошо видно разделение на две группы с малым магнитным потоком ($\log F \sim 20.5 \pm 0.5$) и с большим ($\log F \sim 21.5 \pm 0.5$). Это подтверждает гипотезу [5] о существовании двух независимых популяций пятен, причем ввиду того, что сумма гауссиан очень точно описывает распределение логарифмов потока (k = 0.997), вероятно, именно поток, а не площади пятен распределены логнормально (для каждой из популяций).

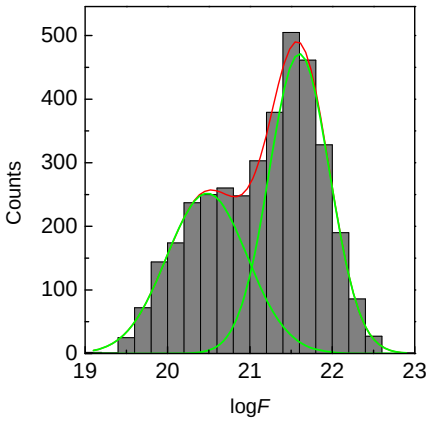


Рис. 3.

Результаты и выводы

Таким образом, в этой работе на основе рядов 8 обсерваторий построен единый длительный ряд центральных напряженностей пятен, наблюдавшихся в центральной зоне $< 14°$ Солнца. Напряженностям пятен по материалам Гринвичского и Кисловодского каталогов сопоставлены их площади.

Показано, что коэффициенты зависимости $H = A + B \log S$ изменяются со временем. Коэффициент A показывает отрицательный вековой тренд, B – положительный (рис. 2а). Длительные временные изменения напряженностей крупных и мелких пятен различны (рис. 2б).

Распределение магнитного потока пятен имеет выраженную двухлогнормальную форму. Тем самым подтверждается, что пятна образуют две независимые популяции. А это обстоятельство может говорить о двух различных областях генерации магнитного поля в конвективной зоне Солнца [5].

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 13-02-00277.

Литература

1. *Pevtsov, A.A. et al.* // ApJL., 742, L36, 2011.
2. *Pevtsov, A.A. et al.* // Solar Phys. 289, 593, 2014
3. *Tlatov A.* // Adv. Space Res. 55, 835, 2015
4. *Nagovitsyn Yu.A. et al.* // Geomagn. Aeron., 55, 1, 2015.
5. *Nagovitsyn Yu. et al.* // ApJL., 758, L20, 2012.

О РЕГУЛЯРНЫХ ПОТОКАХ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТИ ФОТОСФЕРЫ

Никольская К.И.
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Троицк Московской обл., Россия

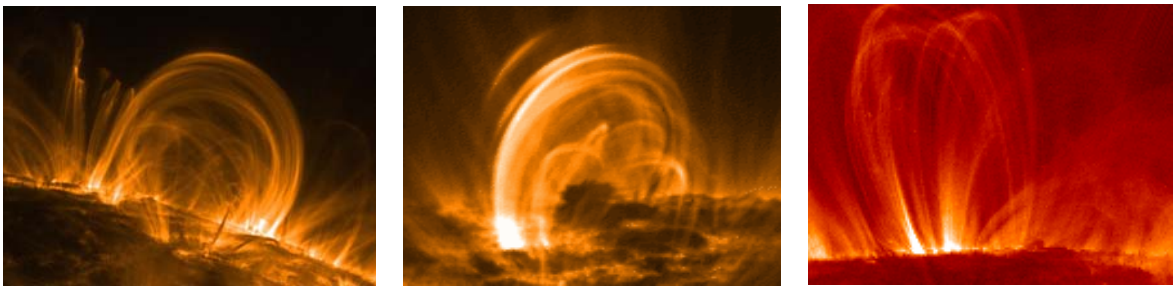
ON THE REGULAR PLASMA FLOWS FROM THE PHOTOSPHERE

Nikolskaya K.I.
N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio wave propagation of Russian Accad. of Sciences, Troitsk of Moscow region, Russia

Three types of the solar upper atmosphere observations are considering: the solar corona structure due to the EUV-space telescope TRACE of the high spatial resolution, the FIP bias effect due to the corona spectra observations and the results of the solar wind velocity measurements by the space craft Ulysses. The final conclusion has been made on the existence of the regular high speed plasma fluxes from the photosphere surface.

Корона и магнитные поля Солнца по наблюдениям TRACE

Еще задолго до запуска телескопа TRACE исследователи Rosner [1] и Litween & Rosner [2] на основании наблюдений X-короны (спутник Yohkoh) высказывали предположение о том, что солнечная корона – не что иное, как высокотемпературные плазменные структуры, удерживаемые у поверхности Солнца замкнутыми магнитными полями. Это предвидение было подтверждено наблюдениями короны с помощью космического телескопа TRACE с высоким (~1″) пространственным разрешением [3–7] – (рис. 1).



1999.08.09 2000.09.12 2000.09.28

Рис. 1. Эмиссионная солнечная корона в свете линии FeX (171A; T~1MK) – только петли и арки. Диффузная плазма отсутствует. TRACE (интернет).

Главный вывод: замкнутые магнитные поля (ЗМП) Солнца играют ключевую роль в процессах формирования и нагрева короны: [3–7]:

есть ЗМП –→ есть КОРОНА
нет ЗМП –→ нет КОРОНЫ

Об образовании короны

Согласно [8], корона возникает в любом месте на поверхности Солнца, где всплывают ЗМП. Это означает, что плазма и энергия, ответственные за образование короны, поступают из фотосферы непрерывно (в виде потоков), и по всей поверхности Солнца, но диссипируют только в замкнутых магнитных полях [8]. ЗМП визуализируют потоки плазмы. Магнитные арки заполняются плазмой от подножий к вершинам по мере их всплытия.

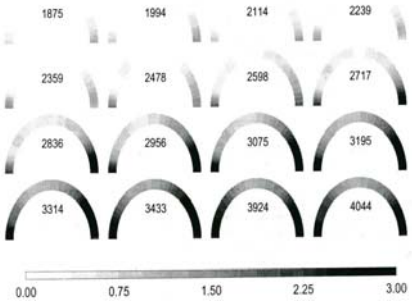


Рис. 2. Всплытие магнитной арки, из публикации Real et al, 2000 [7].

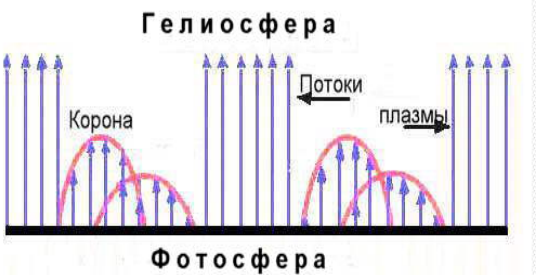


Рис. 3. Схема образования короны по наблюдениям TRACE.

Нагрев плазмы также идет снизу вверх (рис. 2). Очевидно, что остановка потоков в ЗМ полях должна сопровождаться нагревом плазмы: образование и нагрев короны идут одновременно с захватом плазмы. Вне замкнутых магнитных структур потоки плазмы свободно уходят в гелиосферу (рис. 3).

Об образовании короны по наблюдениям EUV-спектров. FIP bias Effect

Из наблюдений TRACE следует, что корона формируется в процессе захвата фотосферной плазмы замкнутыми магнитными полями на поверхности Солнца. Такой захват возможен, если фотосферная плазма: a) содержит ионы и b) поступает в корональное пространство в виде регулярных потоков. Согласно справочнику К.А. Аллена “Астрофизические величины” (1960), плазма фотосферы (T = 6300K), практически нейтральная, имеет незначительную примесь в виде ионов однажды ионизованных химических элементов с потенциалом первой ионизации (First Ionizazation Potential) – FIP<10.5 eV: Li(5.39 eV), K(4.40 eV), Na(5.14 eV), Ca(6.11 eV), Mg(7,64 eV), Fe(7.90 eV) и др.

Таким образом, первое условие – наличие в плазме короны ионов – выполняется. Также выполняется и второе условие, поскольку, как показал анализ скоростей солнечного ветра по наблюдениям Ulysses, вблизи поверхности Солнца всегда присутствуют быстрые восходящие потоки плазмы [10, 11].

В результате наблюдений EUV-спектров короны, в проекции на диск и на лимбе, было обнаружено, что относительное содержание Low FIP элементов в плазме короны активных областей (АО) сразу после их всплытия идентично фотосферному – (β = 1) и затем увеличивается со временем [11–14 и др.]. Это явление, так называемый FIP bias Effect ("β"), интерпретируется как результат обогащения плазмы короны Low FIP – элементами за счет захвата ЗМ полями активных областей Low FIP ионов первой ионизации, непрерывно поставляемыми в корону потоками фотосферной плазмы.

Результаты наблюдений разными исследователями FIP bias эффекта в активных областях собраны в "Skylab Atlas of EUV Spectrogeliograms". Независимо от яркости корональных образований относительные концентрации в них Low FIP-элементов – β – всегда растут со временем – таблица 1.

Таблица 1.
FIP bias Effect "β" – по данным из (Widing and Feldman; 2001)

		Дни после всплытия магнитной арки:						
		1-й	2-й	3-й	4-й	5-й	6-й	7-й
1.Авг. 1973	β	1.5	1.9	3.1	7.0	7.8	8.0	
2.Сент.		1.8	3.1	5.8	7.3			
3.Нояб.		1.3	1.6	2.8	3.0	4.3	5.3	7.0
4.Янв. 1974		1.0	3.6	4.4	7.0			7.5

В таблице 1 представлена ничтожная часть данных измерений FIP bias эффекта, которыми располагают исследователи. Согласно [15], FIP bias effect в корональных структурах может достигать значений β = 10 и больших. И во всех случаях β увеличивается со временем. Это означает, что непрерывное истечение фотосферной плазмы с поверхности Солнца – его (Солнца) глобальное свойство.

Происхождение короны по наблюдениям солнечного ветра Ullysses

Связь скоростей солнечного ветра с локальными магнитными полями на поверхности Солнца анализировалась впервые по наблюдениям Ullysses в [9, 10]. Вывод: **есть ЗМП –→ медленный СВ (V<500) (a)**
нет ЗМП –→ быстрый СВ (700–800 км/с) (b)
однозначно приводит к заключению о том, что скорость потоков СВ регулируется ЗМ полями Солнца. Солнечный ветер рождается непосредственно на поверхности Солнца в виде быстрых потоков плазмы и превращается в медленный после торможения в ЗМ полях. Плазма, захваченная ЗМ полями, нагревается и образует корону (рис. 4) [9, 10].

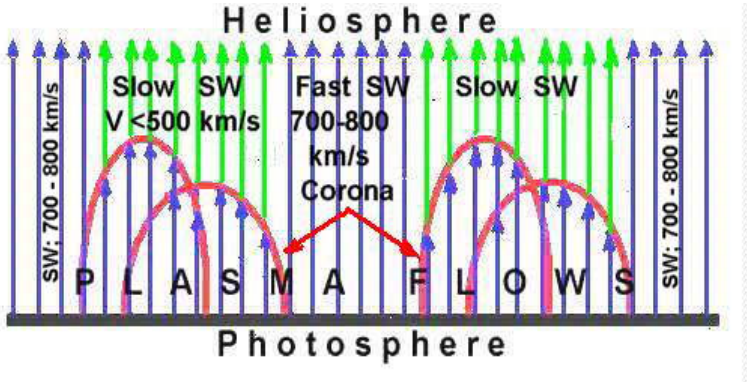


Рис. 4. Солнечный ветер уходит с поверхности фотосферы в виде высокоскоростных потоков со скоростями ~ 1000 км/с (синие стрелки). Вблизи поверхности фотосферы первичные потоки плазмы либо захватываются ЗМ полями и образуют корону (дуги на схеме), либо тормозятся и превращаются в медленный СВ. Если замкнутые МП отсутствуют, первичные потоки уходят в гелиосферу в виде быстрого СВ – области в средней части и на краях диаграммы.

Выводы

Анализ 3-х независимых видов наблюдений:

•изображений солнечной короны (TRACE),

•EUV-спектров короны (FIP Bias Effect) и

•скоростей Солнечного Ветра (Ulysses)

приводит в каждом из перечисленных случаев и в обобщении к выводу о существовании перманентных высокоскоростных истечений фотосферной плазмы с поверхности Солнца.

Литература

1. *Rosner et al.* ApJ., 220, 643, 1978.
2. *Litween & Rosner.* Astroph. and Space Sci.Proceed. 30, 189, 1993.
3. *Schrijver et al.* SoPh. 187, 260, 1999.
4. *Achwanden & Nitta*. ApJ., 535, L59, 2000.
5. *Aschwanden et al.* ApJ., 541, 1059, 2000.
6. *Aschwanden & Nightingale*. ApJ., 633, 499, 2005.
7. *Real et al.* ApJ., 535, 412; ApJ., 535, 423, 2000.
8. *Ален К.А.* Астрофизические величины, 48, 1960.
9. *Могилевский и Никольская*. Геомагнетизм и аэрономия, Т. 50. № 2, 159, 166. 2010.
10. *Mogilevsky and Nikolskaya*. Solar Magn. Fields as a Clue of the corona and Solar wind mistary – in JENAM Proceed., 30, 189–196, S.-Petersburg, 2012.
11. *Feldman et al.* ApJ.,505, 999, 1998;
12. *Geiss.* Space Sci. Rev., 85, 241, 1998;
13. *Widing & Feldman U.* ApJ. 555, 426, 2001.
14. *Zurbuchen et al.* GFL, v. 29, n. 9, 1352, 2002.

ГЕОМАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ В ПЕРИОД ПЕРЕПОЛЮСОВКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА СОЛНЦЕ

Понявин Д.И.
Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

GEOMAGNETIC ACTIVITY DURING THE REVERSAL OF MAGNETIC FIELD AT THE SUN

Ponyavin D.I.
Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia

Geomagnetic activity strongly relates to the solar wind and interplanetary magnetic field structure originating from large-scale magnetic fields at the Sun. We have analyzed geoeffective parameters during the declining phase of solar cycle 24 and found evidence of the field reversal at the Sun. Recurrent geomagnetic variations are controlled by the phase asynchrony and the north-south asymmetry of the solar activity.

11-летний цикл солнечной активности есть следствие периодической генерации магнитного поля механизмом динамо. Характерной особенностью этой вариации является закон Хэйла, заключающийся в противоположной ориентации магнитных моментов всплывающих биполярных групп в северном и южном полушариях Солнца. В следующем цикле направление биполей меняется на обратное.

В 50-х годах XX-го столетия было обнаружено явление переполюсовки общего магнитного поля Солнца [1]. В отличие от смены полярности солнечных пятен, магнитное поле на полюсах обращается в период максимума солнечной активности. В дальнейшем оказалось, что переполюсовка не всегда происходит единовременно в обоих полушариях [2]. Более того, иногда случается трехкратная переполюсовка [3], которая в рамках модели двойного магнитного динамо объяснялась суперпозицией высокочастотной (квазидвухлетней) и низкочастотной (11-летней) компонент поля [4]. Согласно современным представлениям, полярное магнитное поле формируется на низких широтах в активных областях, в результате диссипации пятен за счет турбулентной диффузии и транспорта остаточного магнитного потока к полюсам. Импульсы пятенной активности являются источником волн полярности к полюсам и, в конечном счете, приводят к смене полярности магнитного поля на полюсах [5]. Долговременная фазовая асинхронизация активности полушарий [6] сопровождается соответствующей задержкой смены знака полярного поля [7]. Как следствие, в текущем 24-м цикле переполюсовка на юге запаздывает относительно переполюсовки на севере [8]. Представляется, что подобная эволюция магнитного поля на Солнце находит свое отражение в солнечной короне, солнечном ветре и

геомагнитной активности. Целью данной работы является как раз демонстрация таких проявлений.

На рис. 1 показаны средние за оборот Бартельса (27 дней) числа не скорректированных солнечных пятен и 9-бальный C9 индекс геомагнитной активности. Данные взяты из известной базы OMNI NASA. Процедура осреднения за оборот параметров солнечного ветра и геомагнитной активности, очевидно, сглаживает кратковременные вариации, вызываемые корональными выбросами масс, и отображает структуру «спокойного» солнечного ветра, формируемой высокоскоростными потоками рекуррентного типа.

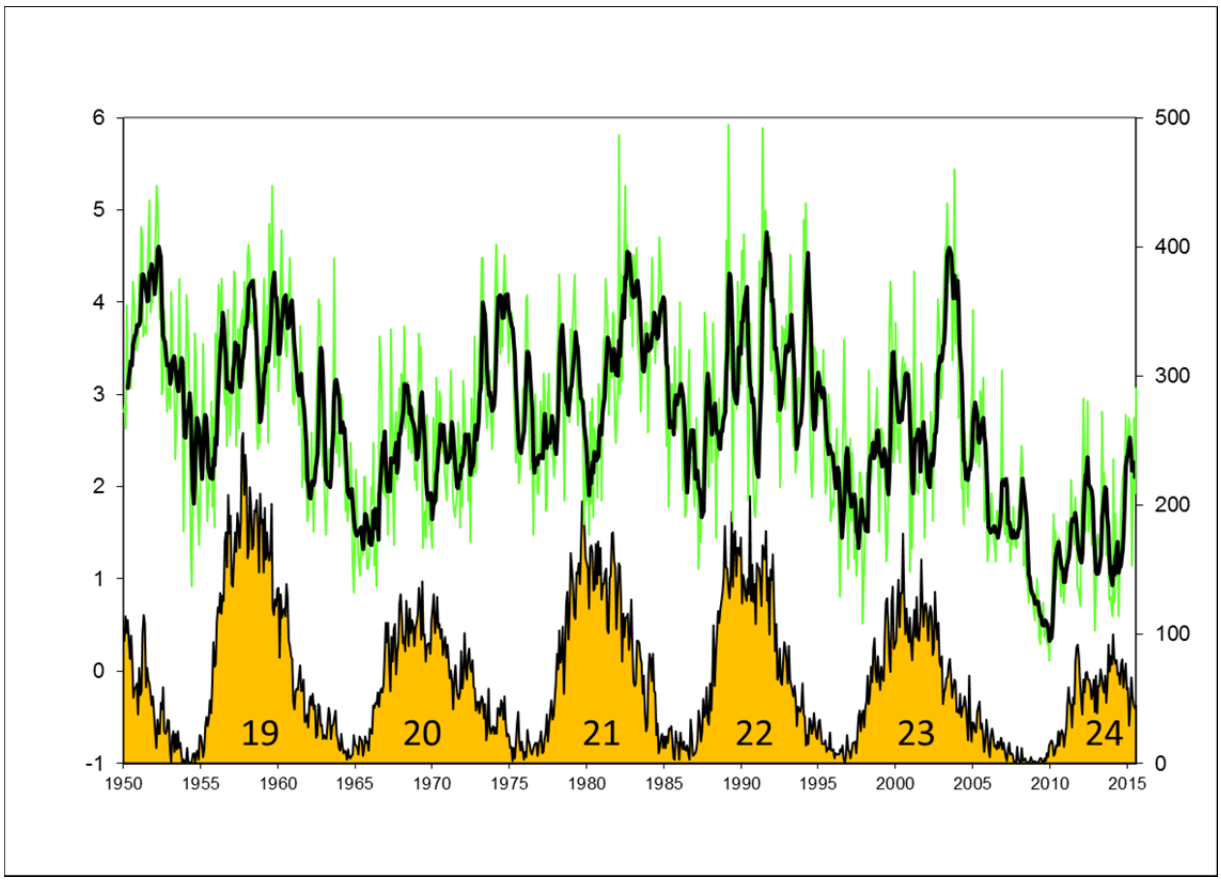


Рис. 1. Средние за 27 дней числа солнечных пятен (*шкала слева*) и геомагнитного индекса C9 (*справа*). Темным цветом выделена сглаженная кривая скользящим средним по пяти точкам. Данные с 5 января 1950 г. по 27 августа 2015 г. (1596–2483 обороты Бартельса). Солнечные циклы обозначены согласно цюрихской нумерации.

Как видно, геомагнитная активность с некоторым запаздыванием повторяет 11-летний цикл пятен, достигая минимума в самом начале каждого цикла и максимума – на спаде солнечной активности. Накануне 24-го цикла геомагнитная активность была минимальной за последние 65 лет и в течение текущего цикла в целом была небольшой, свидетельствуя наряду с другими факторами о наступлении векового минимума солнечной активности [9].

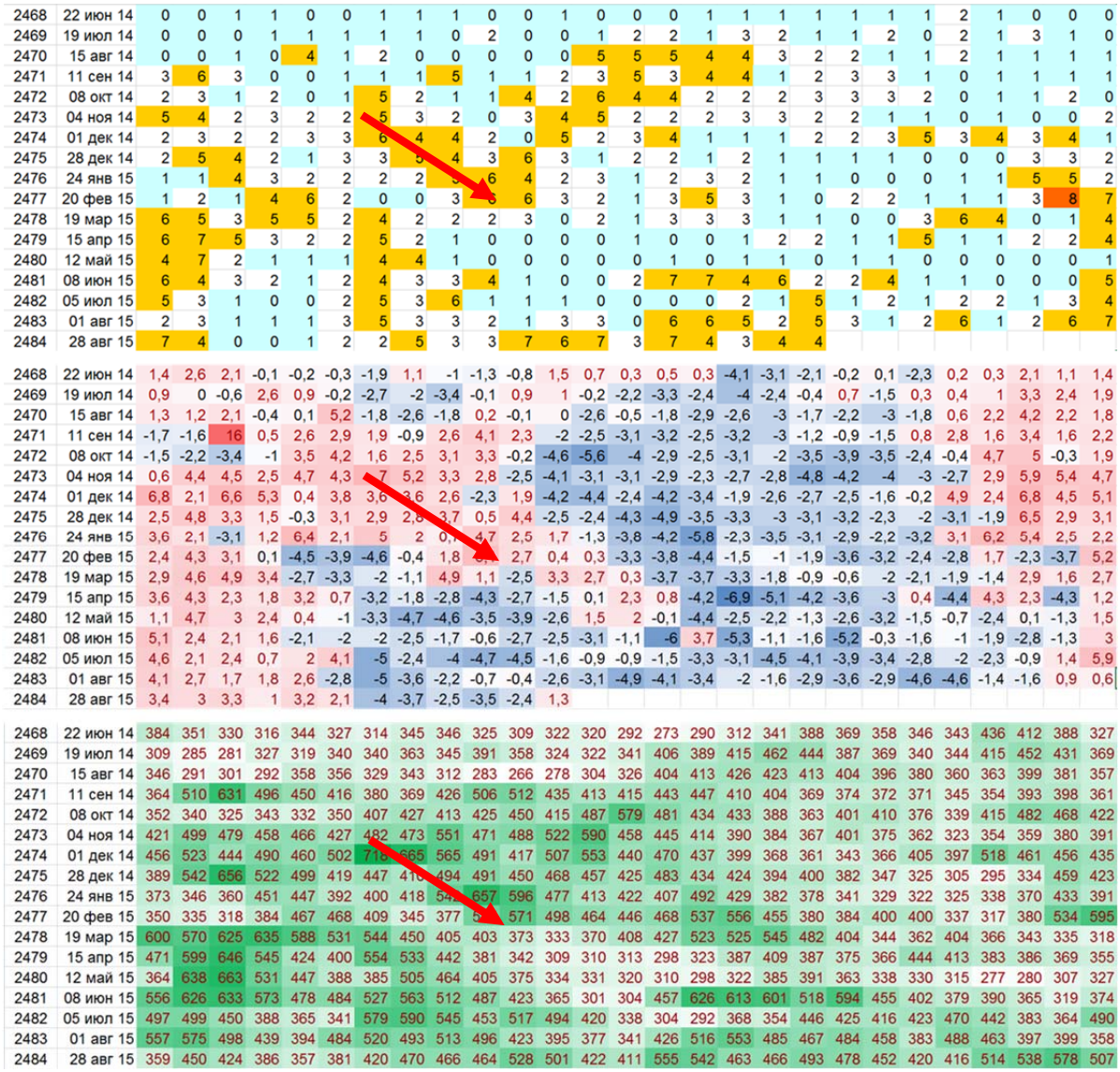


Рис. 2. Коврики Бартельса (*сверху вниз*) ежедневных значений геомагнитного индекса C9, Bx – компоненты межпланетного магнитного поля в GSE системе координат, скорости солнечного ветра за период времени с 22 июня 2014 г. по 23 сентября 2015 г. (2468–2484 обороты Бартельса). Стрелками отмечена повторяемость, связанная с корональной дырой в южном полушарии Солнца.

На рис. 2 представлены в формате Бартельса ежедневные данные получаемого по среднеширотным станциям геомагнитного индекса C9, полярности межпланетного магнитного поля (Bx - компонента в GSE системе координат, где X – направление на Солнце), скорости солнечного ветра в км/сек. Данные показаны за период времени с 22 июня 2014 г. по 23 сентября 2015 г. (2468–2484 обороты Бартельса), что соответствует спаду солнечного цикла 24, максимум которого согласно SIDC в Бельгии наступил в апреле 2014 г. Стрелками показано направление рекуррентной геомагнитной активности и соответствующий высокоскоростной поток солнечного ветра с ориентацией магнитного поля к Солнцу.

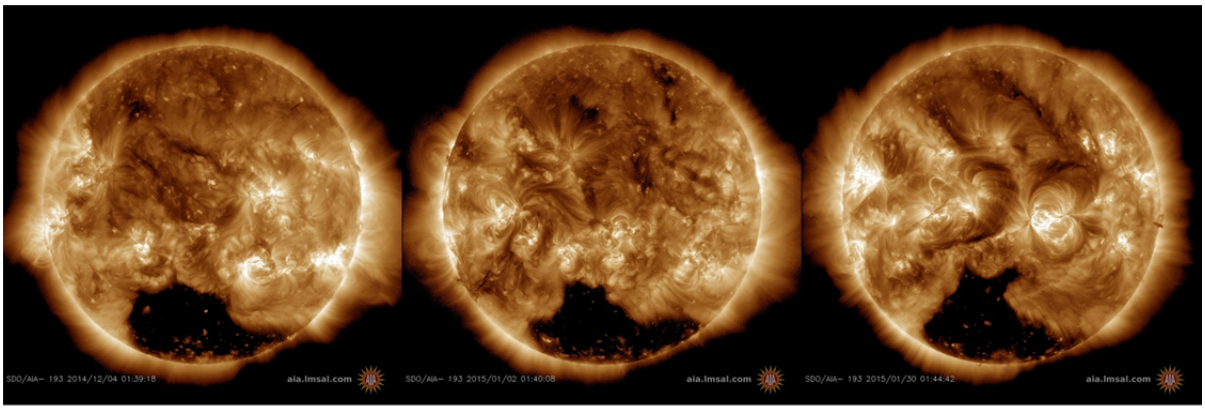


Рис. 3. Изображения Солнца с космического телескопа SDO, полученные в крайнем ультрафиолете в линии 193 Å за 4 декабря 2014 г., 2 января 2015 г. и 10 января 2015 г.

Заметим, что полярность хвостовых пятен до переполюсовки имеет полярность, противоположную полярному полю, и одинаковую полярность после переполюсовки. Тем самым создаются условия для образования больших корональных дыр, вытянутых от полюса в сторону экватора. На рис. 3 приведены снимки корональной дыры в течение трех оборотов Солнца. На рис. 2 отмечены стрелками последствия прохождения этой корональной дыры в солнечном ветре и геомагнитной активности. Таким образом, геомагнитная активность в солнечном цикле отражает фазовую асинхронизацию и северо-южную асимметрию солнечной активности, а также связанный с ней процесс переполюсовки магнитного поля Солнца.

Работа поддержана грантом РФФИ 15-02-06959 А.

Литература

1. *Babcock H.D.* The Sun's polar magnetic field // Astrophysical Journal, vol. 130, p. 364–365, 1959.
2. *Waldmeier M.* A secondary polar zone of solar prominences // Solar Physics, vol. 28, p. 389–398, 1973.
3. *Makarov V.I., Sivaraman K.R.* Evolution of latitude zonal structure of the large-scale magnetic field in solar cycles // Solar Physics, vol. 119, p. 35–44, 1989.
4. *Benevolenskaya E.E.* Origin of the polar magnetic field reversals // Solar Physics, vol. 167, p. 47–55, 1996.
5. *Золотова Н.В., Понявин Д.И.* Импульсная природа пятнообразовательной деятельности на Солнце // Астрономический Журнал, т. 89, № 3, с. 283–288, 2012.
6. *Zolotova N.V., Ponyavin D.I., Arlt R., Tuominen I.* Secular variation of hemispheric phase differences in the solar cycle // Astronomische Nachrichten, vol. 331, p. 765–771, 2010.
7. *Svalgaard L, Kamide Y.* Asymmetric solar polar reversals // Astrophys. J., vol. 763, id. 6, 2013.
8. *Benevolenskaya E.E.* Solar polar magnetic field // Geomagnetism and Aeronomy, vol. 53, p. 891–894, 2013.
9. *Zolotova N.V., Ponyavin D.I.* Is the new Grand minimum in progress? // Journal of Geophysical Research, Space Physics, vol. 119, p. 3281–3285, 2014.

ЧАСТОТА ПОЯВЛЕНИЯ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ (1837–1909 гг.)

Птицына Н.Г., Тясто М.И., Храпов Б.А.
СПбФ ИЗМИРАН, Санкт Петербург, Россия

OCCURRENCE FREQUENCY OF AURORA BOREALIS DURING A SOLAR ACTIVITY CYCLE (1837-1909)

Ptitsyna N.G., Tyasto M.I., Khrapov B.A.
SPbF IZMIRAN, Sankt Petersburg, Russia

Aurora observation data from Russian meteorological stations (geomagnetic ϕ from 28°25 to 67°8 N and Λ from 104°2 to 275°23 E) from 1837 to 1909 have been catalogued. We have found that the auroral activity variations and trends differ in mid- and high latitudes. Midlatitude auroras (ϕ < 56°) show a dominant peak of yearly frequency of occurrence N at the solar cycle maximum and an additional peak during the declining phase. Similar distribution have geomagnetic storms registered in St. Petersburg in 1945-1910. In contrast, a dominant maximum during the declining phase and an additional peak one year before the solar cycle maximum is characteristic of high-latitude auroral activity. Analogous distribution during cycles have recurrent magnetic storms registered in St. Petersburg. Among the effects that were unnoticed earlier, we found an upward trend in the occurrence frequency of high-latitude auroras in 1837–1909. High-latitude auroras are indicators of high-speed solar wind corotating streams from coronal holes and, hence, indicators of open regions of a solar magnetic field responsible for the recurrent part of the geomagnetic activity. This upward trend for high-latitude N apparently is evidence of an increase in the open regions of solar magnetic fields in 1837–1909.

Введение

Полярные сияния тесно связаны с геомагнитной активностью и являются отражением нестационарных процессов на Солнце. Геомагнитные возмущения имеют два основных источника на Солнце [1–3]: 1) корональные выбросы массы, которые часто связаны со вспышками, с замкнутыми локальными магнитными полями; 2) высокоскоростные рекуррентные потоки солнечного ветра, связанные с корональными дырами, которые определяются крупномасштабными магнитными полями солнца, имеющими открытую структуру силовых линий. В литературе есть предположения, что средне- и низкоширотные полярные сияния могут определяться первым типом источников, а высокоширотные – вторым [4].

Цель работы: конкретизировать особенности появления полярных сияний на разных широтах и связать эти особенности с различными источниками в солнечном ветре и на Солнце.

Данные

Мы собрали наблюдения полярных сияний, сделанные в 1937–1909 гг. на станциях Российской метеорологической сети, в каталог, который является продолжением [5]. Каталог включает одномоментные появления сияний на станциях, расположенных как в Европейской, так и Азиатской частях России в широком диапазоне широт. В нем содержится 3000 событий (N) наблюдавшихся в течение 62 лет, за 7 циклов (8–14) солнечной активности. N вычислялось как сумма за год числа суток, когда наблюдалось сияние, независимо от числа станций, где оно регистрировалось.

Долговременный тренд

Мы разделили массив данных на средне и высокоширотные сегменты по геомагнитной широте Ф = 56° (средняя широта обсерваторий Петербурга). На рис. 1 показана частота появления сияний N на разных широтах. Видно, что в среднеширотном сегменте N максимально в 70-х годах 19 в. и

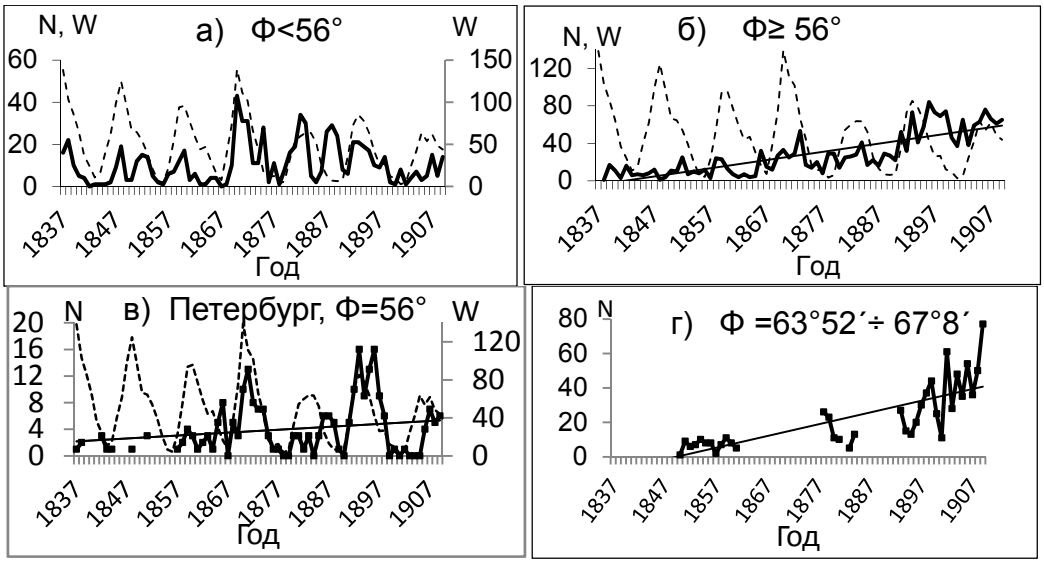


Рис. 1. Число полярных сияний N для разных геомагнитных широт Ф.

затем падает. На высоких широтах наблюдается рост N в 1937–1909 гг. Возрастающий тренд наблюдается также в авроральном овале (рис. 1г) и на обсерватории Ст. Петербург (рис. 1в). Рост N в 19 в. не был отмечен ранее, т. к. в предыдущих работах в основном использовались данные для φ<55° (напр., каталоги [6, 7]).

Цикл солнечной активности

На рис. 1 видно, что вариации N на всех широтах хорошо соотносятся с 11-летними циклами солнечной активности и показывают двухвершинный характер. Однако распределение максимумов N в цикле имеет различные особенности для разных широт. Для выяснения этих особенностей мы построили методом наложенных эпох усредненные кривые хода N в зави-

симости от фазы F солнечного цикла: $F = T–T_{min1}/T_{min2} – T_{min1}$, где T – текущий год, T_{min1} и T_{min2} – годы минимумов. Как видно из рис. 2 а,б, 11-летний цикл появления сияний характеризуется особенностями, которые различны на средних и высоких широтах. Для среднеширотных сияний (рис. 1а) характерен доминирующий пик частоты появления сияний *N* в максимуме цикла и дополнительный максимум на спаде. Аналогичное распределение в цикле имеют магнитные бури наблюдавшиеся в 1845–1910 гг. в Ст. Петербурге, а также корональные выбросы массы в 23 цикле солнечной активности. Высокоширотные сияния имеют максимум *N* на спадающей ветви солнечного цикла и вторичный пик *N* за год до максимума цикла (рис. 2б). Похожее поведение в цикле демонстрируют рекуррентные бури (рис. 2г), корональные дыры (рис. 2е), и индекс рекуррентности *RI* (рис. 3).

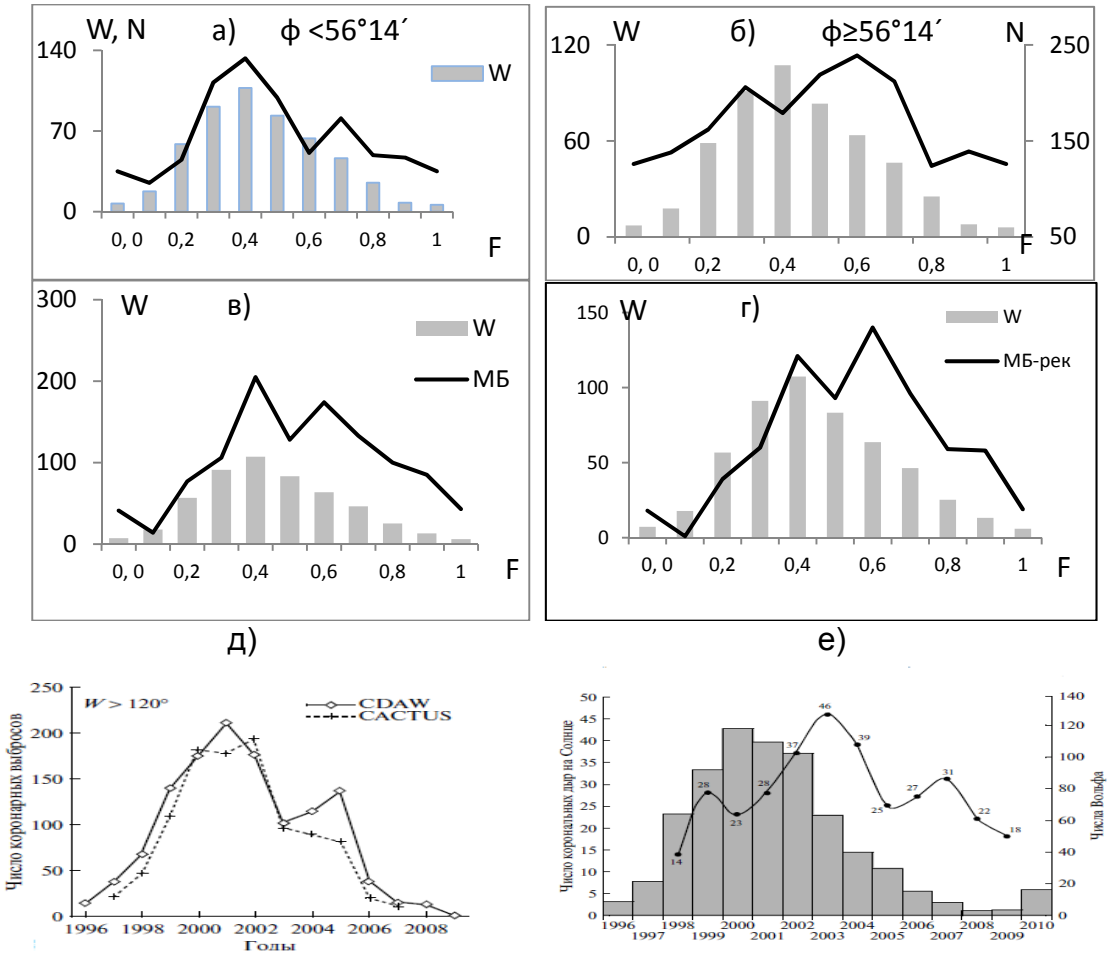


Рис. 2. Распределение в цикле солнечной активности. **а**, **б** – ход *N* на разных широтах в 1837–1909 гг. в зависимости от фаз F цикла; **в** – ход всех магнитных бурь МБ и рекуррентных бурь МБ-рек в 1845–1910 гг. (построено по данным [8]) в зависимости от F; **д** – ход корональных выбросов массы и **е** – корональных дыр в 23 цикле ([9]).

Этот результат согласуется с идеей о том, что среднеширотные сияния определяются той частью геомагнитной активности, которая связана с транзиентными событиями, с корональными выбросами массы и, напро-

тив, высокоширотные сияния связаны с рекуррентными высокоскоростными потоками, берущими свое начало в корональных дырах. Таким образом, число высокоширотных сияний может служить некоторым индикатором открытых областей магнитного поля Солнца.

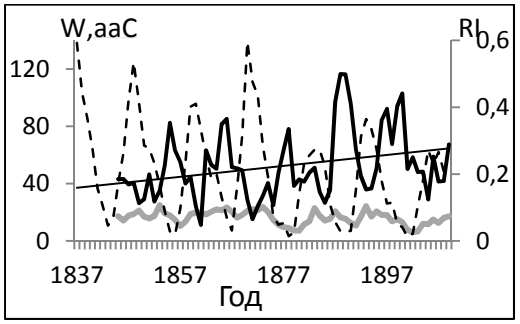


Рис. 3. *Штрих* – W, *серый* – aa_C, модифицированный индекс *aa; черный* – RI, индекс рекуррентности потоков солнечного ветра ([10, 11].

Из рис. 3 видно, что индекс рекуррентности растет в течение 1837–1909 гг. Мы интерпретируем рост числа высокоширотных сияний в этот же период времени (рис. 1б–г) как явление, связанное, по-видимому, с возрастанием открытых магнитных полей на Солнце, которые продуцируют высокоскоростные коротирующие потоки солнечного ветра.

Заключение

Мы детализировали особенности появления полярных сияний на разных широтах. Результаты подтверждают предположение о том, что среднеширотные сияния имеют своим источником на Солнце области с закрытыми силовыми линиями магнитного поля, а высокоширотные – области с открытыми линиями. Полученный возрастающий тренд частоты появления высокоширотных полярных сияний в 19 в., не отмеченный ранее, мы связываем с возможным ростом открытых магнитных структур на Солнце в 19 в. Таким образом, достоверное определение долговременных трендов в числе высокоширотных сияний, по-видимому, может внести вклад в изучение динамики открытых магнитных полей Солнца в 19-ом в., когда не было соответствующих наблюдательных данных.

Литература

1. *Simon P.A., Legrand J.P.* Ann. Geophysicae. V. **7**. P. 579–594. 1989.
2. *Gonzalez A., Gonzalez W., Dutra S.* J. Geophys. Res., **98**, p. 9215. 1993.
3. *Tsurutani B., Gonzalez W., Gonzalez A.L.C., Guarnieri F., Gopalswamy N.* J. Geophys. Res. 111. P. A07S01. 2006.
4. *Vasquez M., Vaquero J.M., Gallego M.C.* Solar Phys. 289. **5.** p. 1843. 2014.
5. *Птицына Н.Г., Тясто М.И., Храпов Б.* Геомаг. и аэрономия, **55**. 1–10. 2015.
6. *Angot A.* London: K. Paul, Trench, Trubner, 318 P. 1896.
7. *Krivský L., Pejml K.* Publ. of the Chech. Astron. Inst. **33**. 606. 77–151. 1985.
8. *Зосимович И.Д.* М.: Наука, 191 с. 1981.
9. *Обридко В.Н., Х.Д. Канониди, Т.А. Митрофанова, Б.Д. Шельтинг*. Геомаг. и аэрономия, том **53**, № 2. 157–166. 2013.
10. *Sargent H. (Eds.) Kamide Y., Slavin J.* Tokyo, Japan: Terra. 143–154. 1986.
11. *Lockwood M.* Living Rev. Solar Phys. **10**. p. 4. 2013.

НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 20.03.2015 г. НА ДВУХ РАДИОТЕЛЕСКОПАХ РТ-32 В ОБСЕРВАТОРИЯХ «СВЕТЛОЕ» И «ЗЕЛЕНЧУКСКАЯ» (предварительные результаты)

Рахимов И.А.[1], Дьяков А.А.[1], Ипатов А.В.[1], Ильин Г.Н.[1], Коржавин А.Н.[2], Петерова Н.Г.[2], Топчило Н.А.[3]

[1]Институт прикладной астрономии РАН, г. Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия
[3]НИАИ им. В.В. Соболева СПбГУ, Санкт-Петербург, Россия

OBSERVATIONS OF THE SOLAR ECLIPSE OF 20.03.2015 ON TWO RADIO TELESCOPES RT-32 (SVETLOE AND ZELENCHUKSKY): THE FIRST RESULTS

Rahimov I.A.[1], Djakov A.A.[1], Ipatov A.V.[1], Ilin G.N.[1], Korzhavin A.N.[2], Peterova N.G.[2], Topchilo N.A.[3]

[1]Institute of Applied Astronomy of RAS, St. Petersburg, Russia
[2]St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia
[3]Sobolev Astronomical Institute of St Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

Results are given for observations of the active region NOAA 12303, executed during the partial solar eclipse in March 20, 2015 into two observatories – "Svetloe" near to St. Petersburg and "Zelenchuksky", in the North Caucasus. Use a completely steerable paraboloids of radio telescopes RT-32 with a field of view, limiting the contribution of the quiet Sun, has led to increase of sensitivity and the effective angular resolution of eclipse observations (about 1–3 arcsec at microwaves 3.5, 6.2 and 13 cm). The thin structure of radio images is revealed and explaned in the context of the cyclotron emission theory.

Наблюдения солнечных затмений можно считать особым методом исследования радиоизлучения Солнца, не утратившим своего значения и в наши дни, прежде всего благодаря высокой точности координатных измерений, определяемой положением лунного лимба, которое рассчитывается аналитически. Наилучшие результаты можно получить, применяя квазинулевой способ регистрации сигнала путем использования радиотелескопов с достаточно высоким пространственным разрешением (несколько угл. мин.), ограничивающим вклад спокойного Солнца в регистрируемый сигнал. К числу таких инструментов относятся радиотелескопы РТ-32 сети *"Quasar-KVO"*, с помощью которых уже были проведены наблюдения 4-х солнечных затмений, и при наблюдении затмения 04.01.2011 г. [1] был достигнут теоретический предел эффективного углового разрешения затменных наблюдений, составляющий на микроволнах ~ (1–3)".

Новые наблюдения солнечного затмения на двух радиотелескопах РТ-32 в обсерваториях «Светлое» (вблизи Санкт-Петербурга, фаза 0.8) и

«Зеленчукская» (Северный Кавказ, фаза 0.4) проведены 20.03.2015 г. Они выполнены на волнах 3.5 см, 6.2 см и 13 см с анализом круговой поляризации (параметры I,V). В задачи наблюдений входило уточнения таких важных характеристик активных областей (АО) на Солнце как размер источника радиоизлучения и его высота над уровнем фотосферы, а также исследование тонкой структуры распределения яркости излучения. Возможности решения этих задач при наблюдении затмения 20.03.2015 г. иллюстрируются на примере одиночного пятна в АО NOAA 12303 (см. рис. 1) – в день затмения самого крупного на диске Солнца. Наведение на него обоих РТ-32 производилось в период покрытия и открытия Луной.

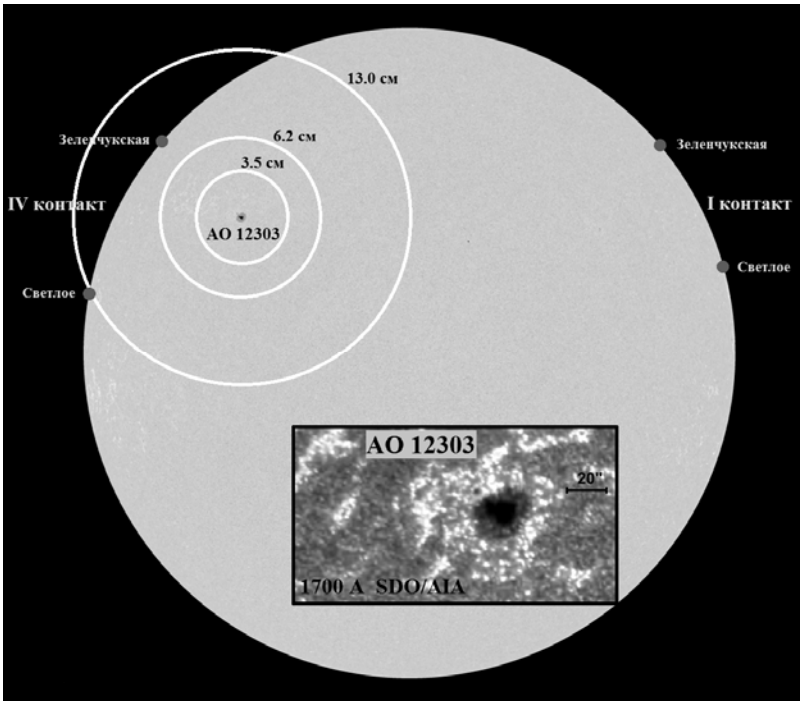


Рис. 1. Фотогелиограмма Солнца на день затмения 20.03.2015 г. Отмечены участки солнечного лимба в областях I и IV контактов с лимбом Луны для обстоятельств затмения при наблюдениях в обс. Светлое и Зеленчукская.
В виде окружностей диаметром 4.5′, 8.0′ и 16.8′ показаны размеры ДН (диагр. направленности) радиотелескопов РТ-32 на волнах 3.5 см, 6.2 см и 13 см. На вставке – изображение АО 12303 в линии 1700 Å (SDO/AIA).

Обработка полученных при наблюдениях записей состояла из нескольких процедур, основными из которых были (1) вычисление производной с целью получения одномерного распределения яркости Солнца вдоль края Луны и ее осреднении с помощью аппаратной функции (гауссиана), меняя размер которой, можно выбрать оптимальное эффективное разрешение (см. рис. 2). Другая процедура (2) – отождествление отдельных деталей распределения радияркости путем сопоставления с фотогелиограммой Солнца и его изображением в других диапазонах электромагнитного излучения (см. рис. 3). Последняя процедура требует точного астрометрического расчета положений лунного лимба на моменты контакта с источником радиоизлучения и учет разницы во времени получения сравниваемых изображений.

Анализ наблюдений затмения 20.03.2015 г. показывает, что при исследовании АО 12303 были получены результаты, уточняющие и расши-

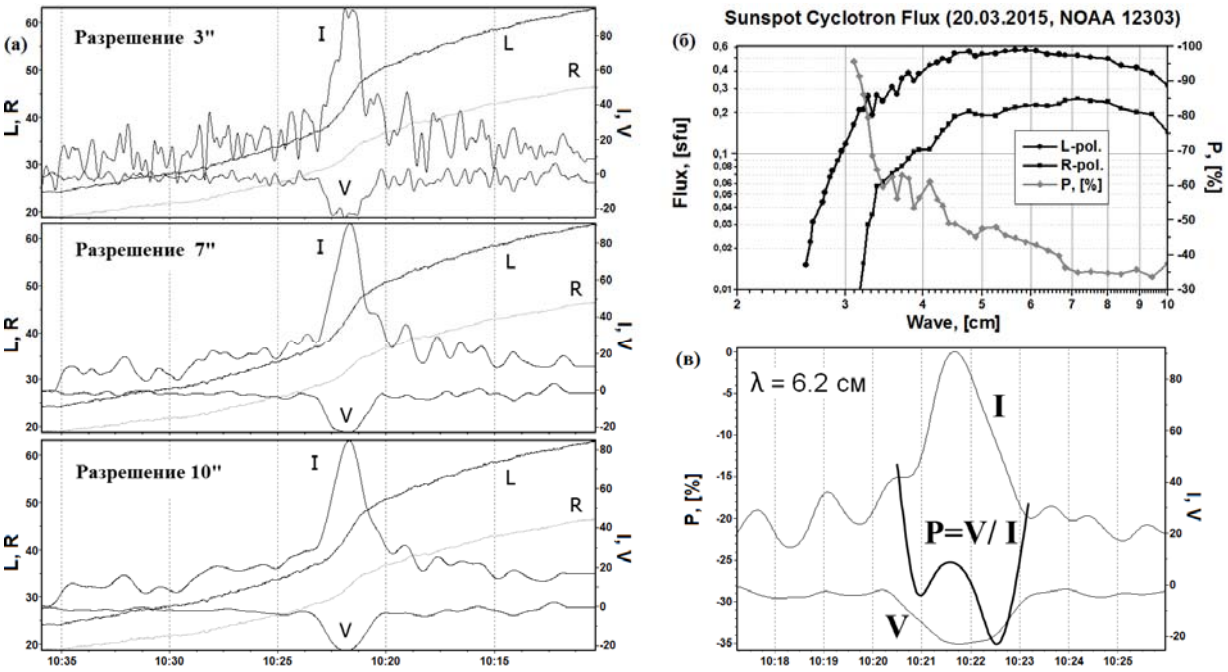


Рис. 2. (**а**) Выбор эффективного разрешения наблюдений на волне 6.2 см для одномерного распределения радиояркости источника над АО 12303. Кривые L, R, I, V даны в относительных единицах. (**б**) Спектр потока микроволнового циклотронного излучения для источника над пятном в АО 12303 по наблюдениям на РАТАН-600 [2]. (**в**) Проявление эффекта Гельфрейха-Лубышева [3] в пятне на затмении 20.03.2015.

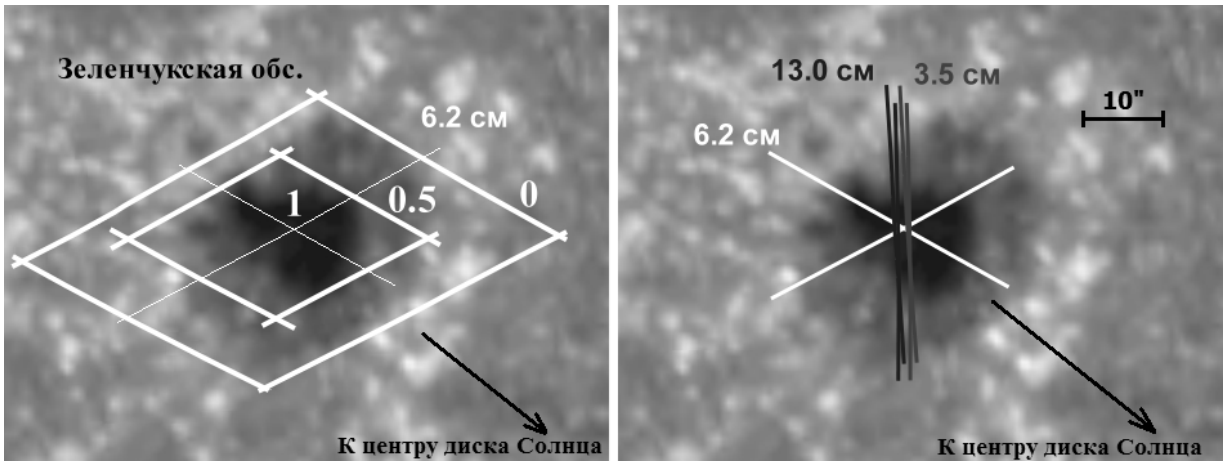


Рис. 3. Иллюстрация к отождествлению отдельных деталей структуры источников радиоизлучения. Отмечены уровни сигнала – 1, 0.5, 0 для волны 6.2 см и положения максимумов на всех волнах. Положения максимумов совпадают в пределах 1.2".

ряющие существующие представления о природе источников радио излучения, связанных с АО на Солнце, и параметрах корональной плазмы над ними (температура T_e, плотность N_e, структура магнитного поля). Благодаря высокому угловому разрешению ~ 3", достигнутому при наблюдениях затмения 20.03.2015 г., с большой точностью, намного превышающей возможности крупнейших радиотелескопов, ведущих регулярные наблюдения Солнца (NoRH – 12", ССРТ – 17", РАТАН-600 – 18" на волне 2 см), уда-

лось измерить размеры источника излучения над пятном малой площади (~ 70 м.д.п.): 3.5 см – 9", 6.2 см – 17"×22", 13.0 см – 25". Точностью этих величин определяется точность измерений яркостной температуры излучения, а следовательно, и точность наших знаний о таком важном параметре корональной плазмы над пятном как температура T_e. Достоверное значение размера источника радиоизлучения над пятном необходимо и для проверки модели магнитного поля, в рамках которой рассчитывается система гироуровней (2-й – 4-й), ответственных за генерацию циклотронного излучения.

Другая, очень важная характеристика источника микроволнового излучения – высота над уровнем фотосферы – также наиболее надежно измеряется на основе затменных наблюдений. На рис. 3 представлены результаты таких измерений для пятна в АО 12303, демонстрирующие ожидаемый рост высоты области излучения с ростом длины волны (небольшое прогрессивное смещение положения максимума излучения к лимбу). В очередной раз подтверждается вывод о том, что источник циклотронного излучения расположен над пятном достаточно низко – его высота над уровнем фотосферы не превышает ~ 2.5±0.5 тыс. км.

Наблюдения затмения 20.03.2015 г. – это пятый случай наблюдений затмений на радиотелескопах РТ-32. **Основным результатом этих наблюдений является тонкая структура источника циклотронного излучения, относящегося к слабым источникам (поры, мелкие пятна), характеристики которых исследованы недостаточно. Ее анализ показывает, что особенности изображения («двугорбый» характер одномерного распределения яркости по источнику, особенно контрастно видный в о-моде излучения и параметре V – см. рис. 2в) при высоком угловом разрешении наблюдаются и над пятнами малой площади.** Ранее этот эффект (эффект Гельфрейха Лубышева [3]) с еще большей достоверностью был зарегистрирован над более крупным (в 3 раза по площади) пятном [1]. В целом, при наблюдениях на РАТАН-600 эффект проявляется достаточно слабо, и его можно изучать только в редких случаях, когда АО проходит через центр диска Солнца [4].

Литература

1. *Финкельштейн А.М. и др.* // Труды ИПА РАН. 2012. Т.25. с.154–159.
2. *Курочкин Е.А. и др.* // Тезисы XIX Всерос. ежегодной конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2015”, ГАО РАН, Санкт-Петербург, 2015, с. 61.
3. *Гельфрейх Г.Б., Лубышев Б.И.* // Астрон. журн. 1979. Т. 56. Вып. 3. С. 562–573.
4. *Топчило Н.А., Петерова Н.Г.* // Труды XVIII Всерос. ежегодной конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2014”, ГАО РАН, Санкт-Петербург, 2014, с. 419–422.

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ 11-ЛЕТНЕЙ ЦИКЛИЧНОСТИ ПЯТНООБРАЗОВАНИЯ НА СОЛНЦЕ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬЮ АППРОКСИМИРУЮЩИХ ФУНКЦИЙ

Рощина Е.М., Сарычев А.П.
Государственный астрономический институт имени П.К. Штернберга Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

THE PRESENTATION 11-YEAR SUNSPOT CYCLE WITH A SEQUENCE OF APPROXIMATING FUNCTIONS

Roshchina E.M., Sarychev A.P.
Sternberg Astronomical Institute of Moscow State University, Moscow, Russia

Cyclicality on the Sun is reproduced as sequence of the functions approximating 11-years cycles. The statistical connection between the empirical values of the parameters of these functions discusses.

В данном сообщении процесс пятнообразования на Солнце рассматривается как цепочка частично перекрывающихся между собой всплесков активности, повторяющихся через 11 лет. Ранее в работе [1] была рассмотрена функция аппроксимирующая зависимость среднемесячного числа Вольфа от времени внутри 11-летнего цикла.

$$R(t) = R_M \left(\frac{t - t_0}{T} \right)^p \exp\left[\frac{p}{q} \left(1 - \left(\frac{t - t_0}{T} \right)^q \right) \right] u(t - t_0). \qquad (1)$$

Здесь $u(x)$ – единичная ступенчатая функция ($u(x) = 0$ при $x<0$ и $u(x) =1$ при $x\geq 0$); p, q – параметры, одинаковые для всех циклов; t_0, T, R_M – эмпирические параметры, определяемые для каждого цикла. Значение t_0, являющееся результатом экстраполяции функции (1) к нулевому уровню активности, показывает стартовое время цикла и фиксирует его положение на оси времени. Значение T соответствует продолжительности ветви роста активности цикла, а R_M – его амплитуде. Комбинацией параметров T, R_M определяется форма цикла. При нахождении параметров t_0, T, R_M для конкретного цикла значения p и q используются при условии:

$$p = 4, q = 1 \text{ при } t \leq t_M \text{ и } p = 2.5, q = 1.5 \text{ при } t > t_M. \qquad (2)$$

Для каждого из 16 циклов были вычислены значения аппроксимирующей функции. Расположив эти данные на общей оси времени и просуммировав их на участках взаимного перекрытия, получим представление сглаженных изменений числа Вольфа для циклов 8–23. Результаты представлены на рис. 1, где сплошной линии показаны вычисленные сглаженные изменения числа Вольфа для 8–23 циклов. Точками обозначены результаты стандарт-

ного сглаживания среднемесячных чисел Вольфа 13-месячным скользящим средним.

Рассмотрим статистические связи между параметрами, отражающие свойства пятнообразования.

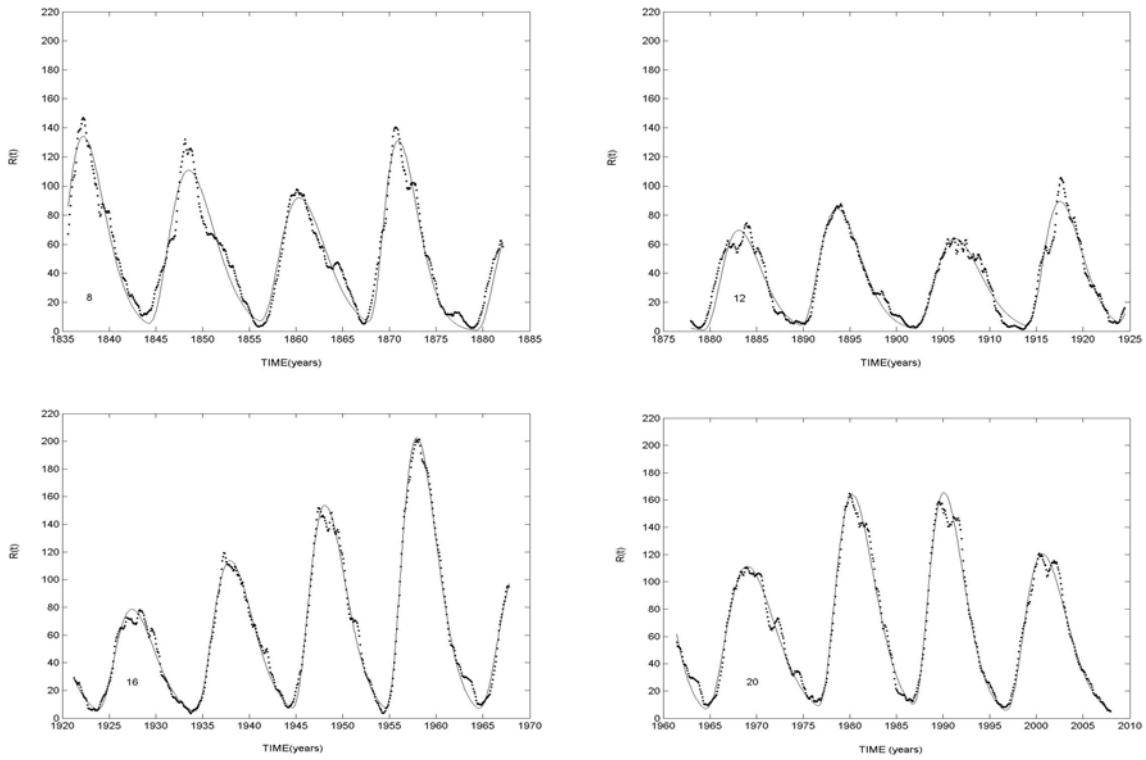


Рис. 1.

Правило Гневышева-Оля [2] предлагает объединять соседние 11-летние циклы по принципу «чётный плюс следующий нечётный». В таких парах в большинстве случаев чётный цикл имеет меньшую амплитуду, чем нечётный согласно работе [3]. На рис. 1 видно, что в двух парах (8 + 9 и 22 + 23) из восьми это правило нарушается, как при стандартном сглаживании, так и при имитации цикличности.

Эффект Вальдмайера рассматривался нами в работе [4], в которой было показано, что амплитуда цикла R_M линейно зависит от средней скорости роста индекса активности до максимума, равной (R_M / T):

$$R_M = A+B\ (R_M / T). \qquad (2)$$

Из уравнения (2) следует, что эффект Вальдмайера для имитируемых циклов можно описать соотношениями:

$$T = B / (1–A / R_M) \ \text{ и } \ R_M = A / (1–B / T) \qquad (3)$$

Соотношения (3) отражают характерные особенности формы циклов, но из-за изменчивости формы справедливы лишь в статистическом смысле.

Зависимость «амплитуда – период» – амплитуда данного цикла связывается с длительностью предшествующего, и если называть периодом

интервал между датами максимумов данного и предшествующего циклов, то амплитуда $R_M(i)$ данного цикла тем больше, чем меньше разность $t_M(i) - t_M(i–1)$. Эту зависимость иллюстрирует рис. 2, где треугольниками обозначены данные для циклов с чётными номерами i, а звёздочками нечётные. В то же время такой интервал не коррелирует с амплитудой R_M (i) предшествующего цикла. Это можно интерпретировать как связь завершающего цикла с будущим циклом.

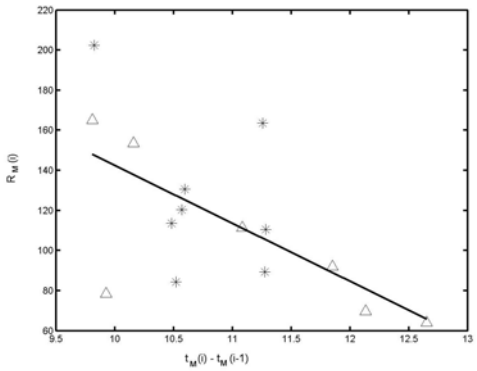


Рис. 2.

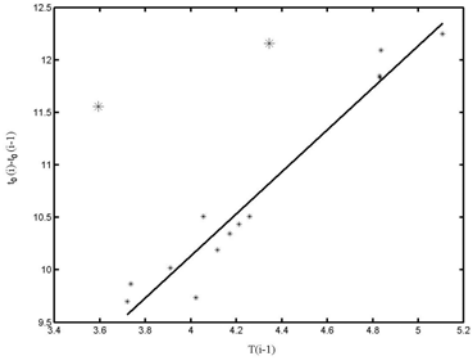


Рис. 3.

Вековые вариации амплитуды циклов подробно рассмотрены в работе [5]. Значения параметра R_M в зависимости от даты максимума цикла нами было аппроксимированы суммой синусоиды и линейной функции от времени:

$$R_M\left(t_M\right) = k\left[a + bt_M + c\sin\left(\frac{2\pi}{d}t_M + g\right)\right]. \quad (4)$$

Здесь k, a, b, c, d, g – эмпирические коэффициенты, причём значение d показывает период синусоиды. Было получено:

$a = –487.3;\ b = 0.3117$ года$^{-1}$; $c = 37.04;\ d = 124.19$ года; $g = –3.664,$ (5)

где значение периода d согласуется с результатами анализа векового цикла по косвенным данным о солнечной активности в прошлом [6, 7], где выявлена компонента векового цикла с периодом 110–130 лет и обнаружены сверхвековые циклы с периодом в несколько сотен лет. При $b = 0$, т.е. при отсутствии сверхвековых вариаций амплитуды, период получается примерно равным 150 лет, как в работе [8].

Зависимость «ветвь роста – период» в работе [9] описывает связь продолжительности T ветви роста цикла с интервалом между датами начала t_0 этого и следующего циклов. Указанную зависимость иллюстрирует рис. 3. Для большинства циклов (13 из 15) эту зависимость можно аппроксимировать линейной функцией. Однако существуют отклонения для 12-го и 14-го циклов (выделены на рис. 3 увеличением размера звёздочек).

Зависимость «22-летний период – фаза векового цикла» рассмотрена нами ранее [9]. Имеются в виду 22-летние циклы, в которых чётный цикл объединяется со следующим нечётным. Периодом такого цикла назо-

вём разность дат максимумов чётных циклов, входящих в данную и следующую за ней пару. Значения таких разностей показаны на рис. 4 отрезками горизонтальных прямых. На оси ординат можно видеть значения периода, а на оси абсцисс – номера циклов. На рис. 4 видно, что величины

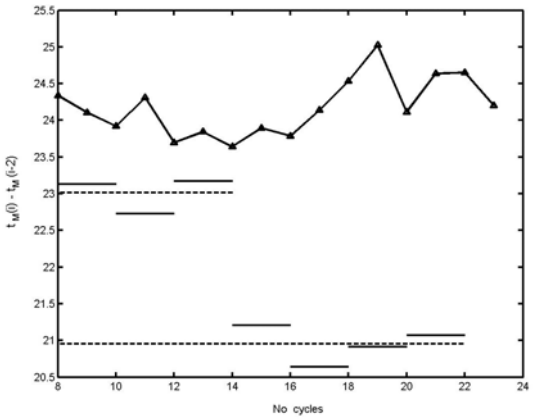


Рис. 4.

22-летних периодов концентрируются вокруг значений 21 и 23 года. Соответствующие средние значения периодов показаны прерывистыми горизонтальными прямыми. В верхней части рис.4 иллюстрируются изменения амплитуды 11-летних циклов в неких условных единицах. Судя по рис. 4, период 23 года наблюдается в течение векового спада солнечной активности, а период 21 год – во время роста активности в вековом максимуме активности.

Из структуры функции (1) следует, что изменение любого из трех параметров t_0, T, R_M не может повлиять на значения двух других. Поэтому обнаруженные связи между эмпирическими значениями этих параметров должны иметь физическую природу. Каждая из перечисленных эмпирических закономерностей, отражает какую-то сторону связи между циклами. Существование такой связи указывает на принципиальную возможность прогноза предстоящего цикла солнечной активности.

Литература

1. *Рощина Е.М., Сарычев А. П.* // Астрон. вестн. 2014. Т. 48**.** № 6. С. 495.
2. *Гневышев М.Н., Оль А.И.* // Астрон. журн**.** 1948. Т. 25. С. 18.
3. *Наговицын Ю.А., Наговицына Е.Ю., Макарова В.В.* // Письма в Астрон. журн. 2009. Т. 35**.** № 8. С. 625.
4. *Рощина Е.М., Сарычев А.П.* // Астрон. вестн. 2014. Т. 48. № 3. С.257.
5. *Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E., Jungner H.* // Sol. Phys. 2002. V. 211. P. 371.
6. *Наговицын Ю.А.* // Письма в Астрон. журн. 1997. Т. 23. С. 851.
7. *Наговицын Ю.А.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2001. Т.41. 5. С. 711.
8. *Ишков В.Н., Шибаев И.Г.* // Изв. РАН. Сер. физич. 2006. Т. 70. С.1439.
9. *Рощина Е.М., Сарычев А.П.* // Астрон. вестн. 2010. Т. 44. С. 88.

ОСОБЕННОСТИ ДОЛГОТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ЗА ПОСЛЕДНИЕ ЧЕТЫРЕ ОДИННАДЦАТИЛЕТНИХ ЦИКЛА

Рыбак А.Л.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург

FEATURES OF LONGITUDE'S PLACEMENT FOR SUNSPOTS DURING LAST FOUR ELEVEN-YEAR CYCLES

Rybak A.L.
Central Astronomical Observatory of Pulkovo of RAS, St. Petersburg

In this paper so-called active longitudes at the Sun disc are analyzed for period 1982–2013 by National Geophysical Data Center (Boulder, USA). Phase opposition's infringement between Northern and Southern hemispheres is revealed for big sunspots groups in 23rd cycle.

Солнечные пятна неоднородно распределены по поверхности Солнца как в широтном ("бабочки Маундера") [1], так и в долготном [2] аспектах. Долгоживущие неоднородности долготного распределения солнечных пятен называются активными долготами [3]. Активные долготы существуют иногда в течение нескольких одиннадцатилетних циклов солнечной активности. Наиболее характерными являются антиподальные активные долготы, разнесенные по гелиографической долготе на 180°. Рассмотрим распределение групп солнечных пятен по долготам за последние четыре одиннадцатилетних цикла и с учётом их размеров.

Наблюдательный материал

Данные по наблюдениям групп солнечных данных собраны на сайте Национального центра геофизических данных (США) ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_REGIONS. Информация представляет собой сводки различных солнечных обсерваторий, разбросанных по всему земному шару, и выглядит как итоговая таблица, в которой указана дата, всемирное время наблюдений, гелиографические координаты групп солнечных пятен, их площадь, выраженная в миллионных долях полусферы, линейный размер групп по долготе, количество пятен в группе, а также модифицированный цюрихский класс группы по Мак-Интошу.

Благодаря тому, что данные собраны на основе наблюдений целой сети обсерваторий, итоговый отчет образует достаточно непрерывный по времени ряд данных. Суммарный объем данных охватывает период времени с 1 декабря 1981 года по 31 декабря 2013 года.

Координатный сектор как мера пятнообразовательной активности

Поскольку объектом наших исследований является пространственно-временное распределение групп солнечных пятен, дальнейшую статистику будем формировать по долготной координате группы и с учётом текущего Кэррингтоновского оборота. Таким образом мы получим сквозную статистику всех групп пятен, причём мерой текущего пятнообразования является количество пятен в соответствующем координатном секторе. Как видно на графиках, с увеличением протяжённости координатного сектора распределение групп пятен соотносится с присутствием активных долгот в северном и южном полушариях Солнца. Протяжённость одного сектора следует ограничить значениями 30°–40° (рис. 1). Дальнейшее увеличение секторов приведёт к поглощению соседних активных долгот.

С целью минимизации эффектов вращательной модуляции был использован метод вейвлет-деконволюции для полученных долготно-временных рядов [4].

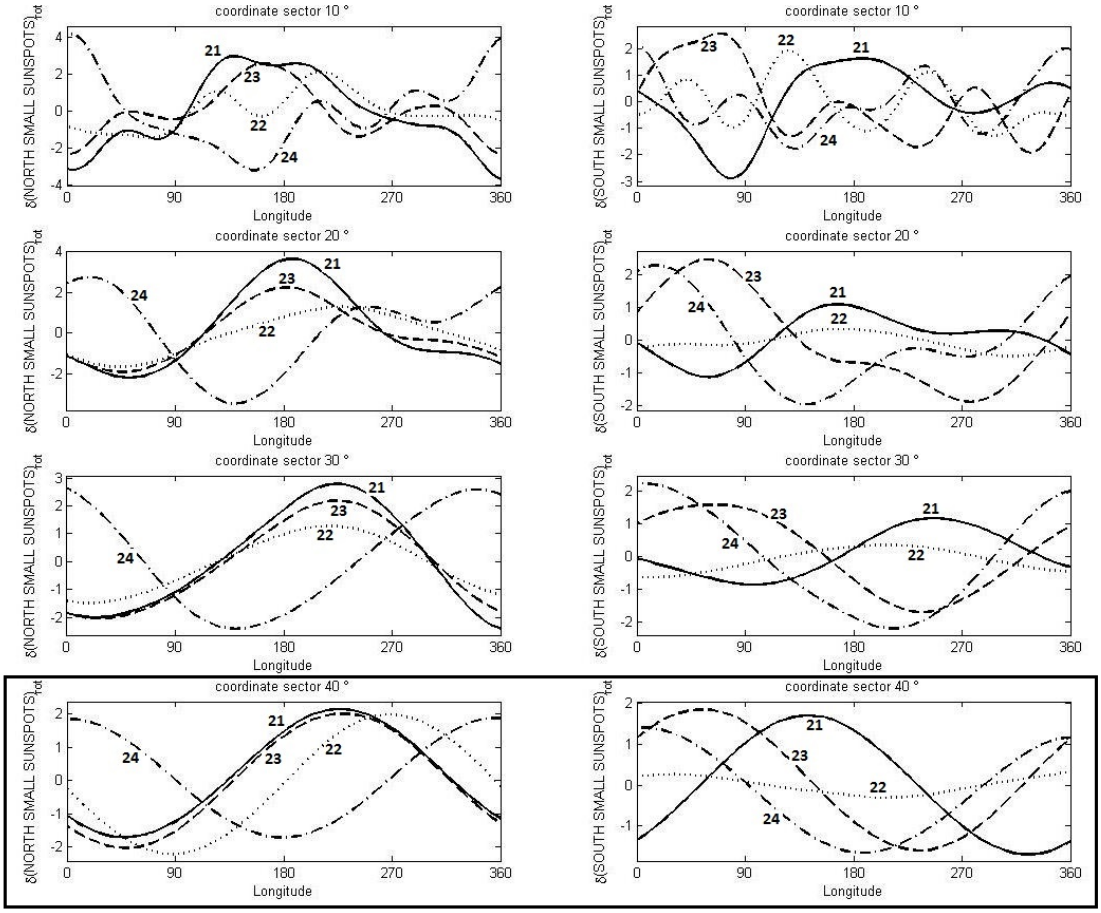


Рис. 1. Выбор протяжённости координатного сектора.
Графики подписаны номерами одиннадцатилетних циклов.

Меридиональное распределение мелких и больших групп пятен

Рассмотрим теперь, как распределены солнечные пятна по долготам в зависимости от их размеров. Поскольку в сводках наблюдений Национального центра геофизических данных указана боулдеровская классификация наблюдаемых групп, произведём сепарацию всей пятенной статистики на мелкие и большие группы. Мелкими будем считать все группы, чья оценка Малдэ [5] меньше одиннадцати (числа Вольфа одного пятна), а для больших – индекс Малдэ больше тридцати шести – это все группы, в которых присутствует хотя бы одно пятно с крупной полутенью согласно боулдеровской классификации. Все остальные группы пятен будем считать промежуточными (средними по размеру). Благодаря оценке Малдэ мы учитываем не только суммарную площадь группы, но и размеры отдельных пятен в этой группе.

На графиках меридионального распределения групп пятен в целом соблюдается противофазность активных долгот для северного и южного полушарий. Однако если рассматривать графики только для 23-го цикла пятнообразования, очевидно, что большие группы пятен в северном и южном полушариях концентрировались на одних и тех же долготах (рис. 2). Сопоставление долготного распределения мелких, средних и больших групп пятен северного полушария в 23-м цикле показывает жёсткую противофазность групп с крупными пятнами по отношению ко всем остальным группам.

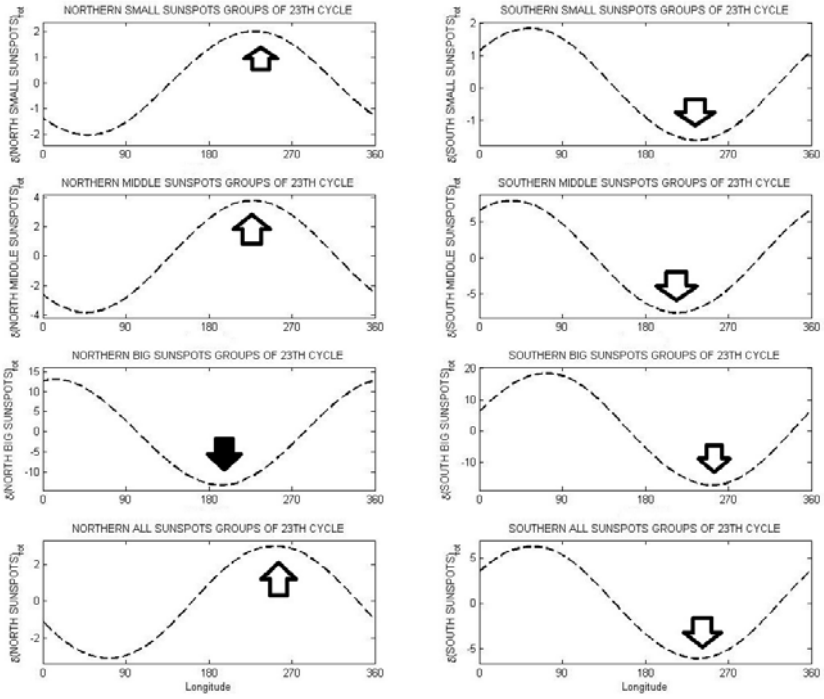


Рис. 2. Нарушение противофазности распределения больших групп пятен в северном и южном полушариях Солнца в 23-м цикле СА.

Выводы

1. Показана эффективность использования координатных секторов для изучения активных долгот при правильном подобранном масштабе усреднения по гелиографической долготе. Данный масштаб составляет тридцать – сорок градусов, что составляет размер одной активной области [3]. Дальнейшее увеличение размера координатного сектора нецелесообразно, поскольку ведёт к поглощению двух соседних активных долгот.

2. На основе координатных рядов солнечных пятен выявлена северо-южная асимметрия в меридиональном распределении пятнообразования, которая обуславливает противофазность кривых для каждого из полушарий Солнца. Это может свидетельствовать в пользу существования наклонного неосесеммитричного диполя с периодом вращения, близким по продолжительности 11-летнему циклу солнечной активности.

3. Если рассматривать мелкие и большие группы пятен отдельно и от цикла к циклу, полученные активные долготы сопоставимы по своей "интенсивности", а также подвержены меридиональному дрейфу. Следующие закономерности:

а) совпадение активных долгот в северном полушарии для мелких пятен в 21-м и 23-м циклах;

б) софазность активных долгот в северном и южном полушариях для больших групп пятен в 23-м цикле;

в) жесткая противофазность активных долгот северного полушария для мелких и больших пятен в 23-м цикле

указывают на нарушение меридионального дрейфа в 23-м цикле и могут являться одной из причин для сравнительного увеличения доли мелких пятен в 23-м и 24-м циклах СА.

Литература

1. *Maunder, E.W.* Note on the Distribution of Sun-Spots in Heliographic Latitude, 1874–1902 // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1904, V. 64, P. 747–761.
2. *Витинский Ю.И.* К вопросу об особенностях долготного распределения солнечной активности // Известия ГАО, 1960, № 163, с. 96–105.
3. *Витинский Ю.И.* Морфология солнечной активности. М.; Л.: Наука, 199 с.
4. *Mordvinov A.V., Plyusnina L.A.* Cyclic Changes in Solar Rotation Inferred From Temporal Changes in the Mean Magnetic Field // Solar Physics, 2000, V. 197, Issue 1, P. 1–9.
5. *Malde, K.I.* "Klassifikationswerte", eine neue Messung der Sonnenaktivitat? // Sonne, 1985, Jahrg. 9, Nr. 36, P. 159–163.

ДВУМЕРНОЕ ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЖЕТОВ С ПАРАМЕТРАМИ СПИКУЛ I И II ТИПОВ

Смирнова В.В.[1,2], Конкол П.[2], Муравский К.[3], Соловьев А.А.[1]
[1]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Россия*
[2]*University of Turku, Finland*
[3]*University of Maria Curie-Sklodowska, Poland*

TWO-DIMENSIONAL NUMERICAL SIMULATION OF SOLAR JETS WITH PARAMETERS OF TYPE-ONE AND TYPE-TWO SPICULES

SmirnovaV.V.[1,2], Konkol P.[2], Murawski K.[3], Solov'ev A.A.[1]
[1]*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, Russia*
[2]*University of Turku, Finland*
[3]*University of Maria Curie-Sklodowska, Poland*

Two-dimensional numerical simulation of jet-like structures with the physical parameters of one- and two-type spicules had been performed. The potential magnetic arcade with the null point was assumed as an initial magnetic configuration. The pressure pulse was suggested as a mechanism reliable for a spicule formation This pulse was injected to the null-point of the arcade to disturb the system. Results of numerical simulation show the formation of jet-like double structures with the properties closed to the parameters of both types of spicules, according to the known classification.

Спикулы наблюдаются в хромосфере и переходном слое, в линиях Н-альфа и Са II, где они проявляются как тонкие выбросы – джеты, со следующими типичными параметрами: температура плазмы спикул – 10^4–10^5К, вертикальные скорости V ≈ 20–150 км/с, высоты H ≈ 5–15 Мм, наблюдаемое время жизни τ ≈ 50–600 секунд [1, 2]. Согласно [1] наблюдаются два типа спикул. Спикулы первого типа имеют вертикальные скорости порядка 20–50 км/с и достигают высот 7–10 Мм. В них наблюдаются изменение направления вертикальной скорости. Время жизни составляет 150–600 секунд [3]. Для спикул второго типа характерны скорости 50–150 км/с, они достигают высот порядка 15 Мм, и время жизни у них составляет 80–150 секунд.

Цель нашей работы – двумерное численное моделирование структур, отвечающих физическим параметрам спикул I и II типа. Начальная конфигурация системы – потенциальная магнитная аркада с нулевой точкой наверху. В качестве начального возмущения в этой нейтральной точке задается короткой импульс давления, в предположении, что он может возникать здесь как следствие магнитного пересоединения. В результате численного моделирования получены джеты с параметрами спикул как первого, так и второго типов.

Современные численные модели спикул предполагают, что основными возможными механизмами их образования являются: сжатие на границах ячеек супергрануляции [4, 5], магнитные пересоединения в низколежащих петельных структурах [6]. В статье [7] была представлена численная модель простой магнитной конфигурации с вертикальным магнитным полем. В эту конфигурацию инжектировался импульс скорости на высоте 0.5 Мм, в результате чего был получен выброс, соответствующий параметрам спикул I типа. В данной работе мы развиваем идею этого исследования, но на примере более сложной магнитной конфигурации с нейтральной точкой в вершине магнитной аркады (рис. 1). Начальная конфигурация задается функцией потока A:

$$A = B_0 \frac{x}{(kx)^2 + (k(y+h))^2} - bx.$$

Здесь B_0 – единица измерения напряженности магнитного поля в аркаде, y – вертикальная координата, h – глубина залегания точки магнитной сингулярности под фотосферой, k – обратный масштаб системы, b – напряженность внешнего однородного магнитного поля. Компоненты магнитного поля, заданного функцией A, выражаются следующим образом:

$$B_x = -\frac{\partial A}{\partial y} = \frac{2B_0 x(y+h)}{k^2(x^2 + (y+h)^2)^2}, \quad B_y = \frac{\partial A}{\partial x} = \frac{B_0((k^2x^2 + k^2(y+h)^2) - 2k^2x^2}{k^2x^2 + (k^2(y+h)^2)^2} - b\,.$$

Это поле является потенциальным.

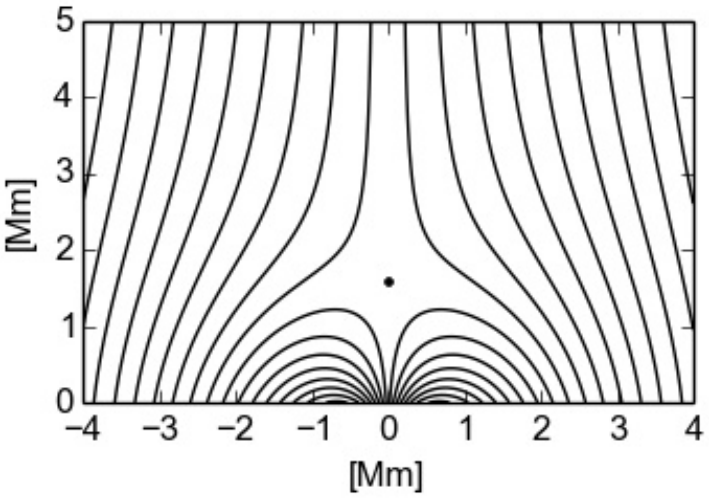


Рис. 1. Потенциальная магнитная аркада с нейтральной точкой на высоте 1,6 Мм. Ось Z направлена вдоль оси аркады. Параметры системы не зависят от Z (2-D конфигурация). В качестве начального возмущения задается импульс давления, в предположении, что он может возникать в нейтральной точке, как следствие магнитного пересоединения. Сам процесс магнитного пересоединения в данной модели не исследуется.

Напряженность магнитного поля в начале координат равна: $B_y(0,0) = B_0(kh)^{-2}$. Если выбрать обратный масштаб системы так, чтобы $kh = 1$, то величина B_0 будет соответствовать напряженности магнитного поля в начале координат на фотосфере. Напряженность магнитного поля вдоль вертикальной оси y (при $x = 0$) меняется по закону:

$B_y(0,y) = B_0\left(\frac{y}{h}+1\right)^{-2} - b$. Координата нейтральной точки Y, в которой поле обращается в нуль, получается из соотношения: $B_0 = b\left(\frac{Y}{h}+1\right)^2$. Это соотношение связывает четыре основных параметра нашей задачи: B_0, b, Y и h. При численном расчете для трех из них мы задавали значения: b = 10 Гс, Y = 1,6 Мм, h = 0.3 Мм. Тогда B_0 = 400 Гс. Этот набор параметров определяет основной вариант расчета, при котором характеристики джета в наибольшей степени соответствуют наблюдаемым параметрам спикул. Состояние внешней среды – солнечной атмосферы – задается моделью из работы [8]. Возмущение системы определяется импульсом давления в нейтральной точке, длительностью в 1 секунду, в форме:

$$p(x,y,t=0) = p_e(1 + A_p \exp\left(-\frac{x^2+(y+h)^2}{\omega^2}\right),$$

где A_p – амплитуда импульса, ω – ширина, p_e – внешнее давление на уровне нейтральной точки. Численные значения параметров импульса давления: A_p = 8,5; ω = 0.3. Для численного расчета нами был использован PLUTO МГД код [9]. Были выбраны следующие границы области симуляции: ширина: [–6; 6] Мм, высоты: [–0.5; 22.5] Мм. В результате численного расчета, при указанных выше параметрах получается выброс, в котором хорошо выделяются две части «холодная» и «горячая», со следующими характеристиками (рис. 2): для «горячей» части: высота H = 20 Мм, температура T = 3×10^5–0.8×10^6 К, вертикальная скорость (максимальная) V = 95 км/с, плотность ρ = 2.8×10^{-12} кг/м^3, средняя концентрация частиц n = 2.8×10^9 част/см^3, время жизни τ = 100 сек. Для «холодной» части: высота H = 7 Мм, температура T = 1.7×10^4–$\times10^5$ К, максимальная вертикальная скорость V = 50 км/с, плотность ρ = 227×10^{-12} кг/м^3, концентрация частиц n = 2.27×10^{11} част/см^3, время жизни – около 160 сек.

Результаты проведенных расчетов дают возможность предположить, что спикулы I и II типов могут быть проявлениями одного физического события: выброса, имеющего двойную структуру: горячую, разреженную верхнюю часть, движущуюся вверх со скоростями около 100 км/с, и нижнюю, более плотную и холодную, имеющую скорости около 20–50 км /с.

По-видимому, верхняя, наиболее горячая и быстрая часть выброса представляет собою непосредственный отклик системы на взрывное воздействие в нейтральной точке, а вторая, более медленная и холодная, формируется, вытягиваясь вверх, позже как результат предшествующей эвакуации части вещества из вершины магнитной аркады.

Этот результат был получен при вполне определенных параметрах задачи. Очевидно, что при изменении значений этих параметров, результаты моделирования будут меняться. В нашем случае основной вклад в измене-

ние результатов расчета вносит сдвиг положения нулевой точки Y по высоте. Смещение нулевой точки в нижние слои атмосферы наиболее заметным образом влияет на параметры получаемого выброса. Так, нами были дополнительно проведены расчеты модели с параметрами Y = 0.25 и 0.5 Мм. При таких положениях нулевой точки получаются джеты, отвечающие параметрам спикул только I типа, со скоростями не более 40 км/с.

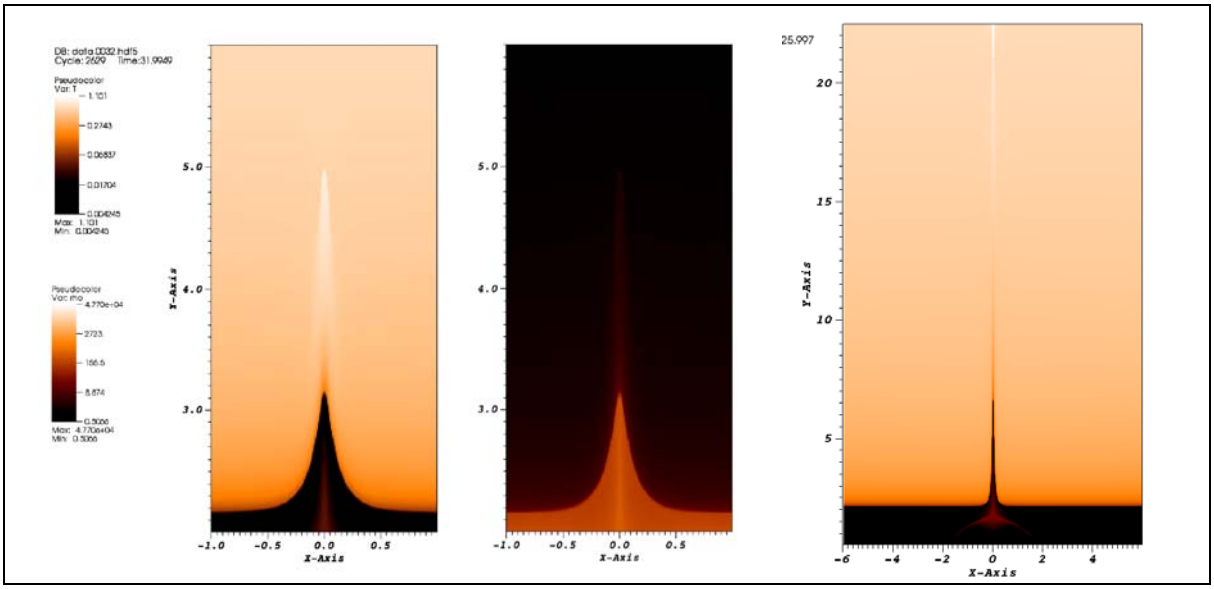


Рис. 2. Результат моделирования джета при: b = 10 Гс, Y = 1,6 Мм, h = 0.3 Мм. Отчетливо видна двойная структура струи, выделяются верхняя горячая часть джета с малой плотностью плазмы и нижняя – более медленная, плотная и холодная.

Работа частично поддержана грантом РНФ 15-12-20001.

Литература

1. *De Pontieu, B., McIntosh, S., Hansteen, V.H., et al.* (2007), PASJ, **59**, 655.
2. *Tian H., De Luca E.E., Cranmer S.R., De Pontiue B., Peter H., and 22 co-authors,* (2014), Science, **346**, 6207, id.1255711.
3. *Rouppe van der Voort, L., Leenaarts, J., de Pontieu, B., Carlsson, M., & Vissers, G.* (2009), Ap. J, **705**, 272.
4. *Heggland, L., De Pontieu, B., & Hansteen, V.H.* (2007), Ap. J, **666**, 1277.
5. *Martinez-Sykora, J., Hansteen,V., DePontieu, B., & Carlsson, M.* (2009), Ap. J, **701**, 1569.
6. *Nishizuka, N., Shimizu, M., Nakamura, T. et al.* (2008), 37th COSPAR Scientific Assembly 13–20 July 2008, Montréal, Canada., p. 2239
7. *Murawski K. & Zaqarashvilli T.V.* (2010) A&A, **519**, A8.
8. *Avrett, E.H. & Loeser, R.* (2008), Ap.JS, **175**, 22
9. *Mignone A.* Journal of Comp. Physics. (2014), **270**. 784.

МОДЕЛИРОВАНИЕ АСИММЕТРИЧНОГО СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Соловьев А.А., Киричек Е.А.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

MODELING AN ASYMMETRIC SUNSPOT

Solov'ev A.A., Kirichek E.A.
Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

A new analytical model of an asymmetric sunspot, immersed into the realistic solar atmosphere is presented. The magnetic field of sunspot is given by such a way, that a part of sunspot magnetic flux is closed to the photosphere near the outer edge of penumbra. For the first time, the angular dependence of the variables allows to simulate not only the deviations from the circular shape of the spot, but also a fine filamentary structure of the penumbra. Alfven Mach – the ratio of speed of the plasma to the Alfven one – is zero in the center of the sunspot and slowly rises to the periphery, which corresponds to the nature of the Evershed flows, which, in our model, are concentrated in the dark filaments of penumbra.

Теоретические модели солнечных пятен всегда рассматривали их как статичные и осесимметричные образования. В данной работе построена аналитическая модель наблюдаемых слоев солнечного пятна (до глубин в несколько сотен километров от фотосферного уровня), учитывающая отклонения системы от осевой симметрии и стационарные течения газа в полутени. Общая энергетическая модель пятна в целом, до глубин в 4 Мм (модель «мелкого солнечного пятна»), представлена ранее в [1].
Система уравнений идеальной МГД в стационарном случае имеет вид:

$$\rho(\mathbf{V}\nabla)\mathbf{V} = -\nabla P + [rot\mathbf{B}\times\mathbf{B}](4\pi)^{-1} + \rho\mathbf{g},\ \mathrm{div}(\rho\mathbf{V}) = 0,\ \ \mathrm{div}\mathbf{B} = 0, P = \rho\Re T\mu^{-1}. \quad (1)$$

Обозначения здесь традиционны. Ось z направим вертикально вверх, так что $\rho\mathbf{g} = -\rho g\mathbf{e}_z$. Ставится задача нахождения таких стационарных распределений температурно-плотностных характеристик и скорости течений плазмы, соответствующих заданной структуре магнитного поля, которые бы в максимальной степени отвечали наблюдаемым свойствам объекта. Граничные условия: пятно рассматривается как уединенная магнитная структура, поэтому его магнитное поле должно стремиться к нулю на больших высотах, а при значительном удалении от центра пятна – к фоновым значениям. На нижней горизонтальной границе наблюдаемых слоев пятна (на глубине равной примерно вильсоновской депрессии по отношению к фотосфере) радиальные профили давления и температуры должны иметь типичный для пятна вид: быть в центральной части значительно ниже соответствующих значений в окружающей среде и плавно приближаться к ним по мере удаления от центра. Течения Эвершеда должны быть сосредоточены в полутени пятна, преимущественно в темных волокнах.

Рассматриваем задачу идеальной МГД, т.е. полагаем, что течения плазмы происходят вдоль магнитных силовых линий:

$$\mathbf{V} = M_A \mathbf{B}(4\pi\rho)^{-1/2}\ , \qquad (2)$$

где M_A – альвеновское число Маха, задающее отношение скорости течений к скорости Альвена: $M_A = VV_A^{-1}$. Из (1), (2) следует: $\mathbf{B}\cdot\nabla\left(M_A\sqrt{\rho}\right)=0$. С учетом этого система (1) после ряда трансформаций сводится к уравнению

$$(M_A^2-1)\left(\mathbf{B}\cdot\nabla\right)\mathbf{B}+\mathbf{B}(\mathbf{B}\cdot\nabla M_A^2) = -4\pi\nabla\ (P+\frac{B^2}{8\pi})+4\pi\ \rho\mathbf{g}\,. \qquad (3)$$

Опираясь на известные данные о солнечных пятнах, мы будем задавать магнитную структуру пятна, а затем найдем из трех компонент уравнения (3) пространственные распределения газового давления, плотности и альвеновского числа Маха. По давлению и плотности мы из уравнения состояния идеального газа определим температурное распределение в пятне. Таким образом, для всякой наперед заданной структуры магнитного поля пятна **B(r)** мы можем рассчитать стационарные пространственные распределения физических величин: $\mathbf{V}, P, \rho, T$ и сопоставить их с наблюдательными данными.

Будем полагать, что магнитное поле солнечного пятна не скручено, т.е. имеет только два компонента, зависящих от всех трех переменных в цилиндрической системе координат (r, φ, z):

$\mathbf{B} = \{B_r(r,\varphi,z)\mathbf{e}_r, 0\cdot\mathbf{e}_\varphi, B_z(r,\varphi,z)\mathbf{e}_z\}$. Для такого поля азимутальная составляющая (3) имеет очень простой вид:

$$\frac{\partial}{\partial\varphi}(P+\frac{B^2}{8\pi})=0\,. \qquad (4)$$

Отсюда получаем баланс давлений: $P(r,\varphi,z)+B^2(r,\varphi,z)(8\pi)^{-1}=\Pi(r,z)$, где $\Pi(r,z)$ имеет смысл полного давления (газовое +магнитное), не зависящего от угла поворота, но сохраняющего зависимость от *r* и *z*. Вдалеке от пятна: $\Pi(\infty,z)=\frac{B_{ex}^2(z)}{8\pi}+P_{ex}(z)$, где $B_{ex}(z)$ – напряженность внешнего по отношению к пятну магнитного поля, $P_{ex}(z)$ – газовое давление внешней среды, которая, несмотря на наличие макроскопической турбулентности, находится в состоянии близком к гидростатическому равновесию: $\frac{\partial P_{ex}(z)}{\partial z}=-g\rho_{ex}(z)$. Компоненты магнитного поля будем определять через функцию магнитного потока $A(r,z)=\int_0^r b_z r dr$ и некоторую произвольную безразмерную функцию потока и угловой координаты $F(A,\varphi)$:

$$B_z(r,\varphi,z) \equiv B_0 F(A,\varphi)\, b_z(r,z); \quad b_z(r,z) = \frac{1}{r}\frac{\partial A(r,z)}{\partial r};$$
$$B_r(r,\varphi,z) \equiv B_0 F(A,\varphi)\, b_r(r,z); \quad b_r(r,z) = -\frac{1}{r}\frac{\partial A(r,z)}{\partial z}. \qquad (5)$$

B_0 – единица измерения напряженности магнитного поля. Магнитное поле (5) удовлетворяет условию $div\mathbf{B} = 0$ при любой дифференцируемой функции $F(A,\varphi)$. В отсутствие угловой зависимости $F = 1$. Функция F может иметь, например, следующий вид: $F(A,\varphi) = 1 + (Ak^2)^n \sum a_i \sin(m_i\varphi)$, где k – обратный масштаб длины, a_i, m_i, n – некоторые положительные коэффициенты, причем $n > 1$ и $m_i \geq 1$. При $m_i >> 1$ можно описывать тонкую волокнистую структуру полутени пятна (мы опускаем это описание из-за ограничения объема). Примем, что M_A^2 также является функцией вида $M_A^2 = M_A^2(A,\varphi)$, относительно которой примем: $M_A^2(0,\varphi) = 0,$ чтобы обеспечить отсутствие течений в центре пятна. Если M_A^2 зависит только от A и φ, то вертикальный и радиальный компонент уравнения (3) заметно упрощаются:

$$\frac{M_A^2 - 1}{4\pi}\left(B_z \frac{\partial B_z}{\partial z} + B_r \frac{\partial B_z}{\partial r} \right) = -\frac{\partial \Pi(r,z)}{\partial z} - g\rho(r,\varphi,z), \qquad (6)$$

$$\frac{M_A^2 - 1}{4\pi}\left(B_z \frac{\partial B_r}{\partial z} + B_r \frac{\partial B_r}{\partial r} \right) = -\frac{\partial \Pi(r,z)}{\partial r}. \qquad (7)$$

Подставим в эти уравнения выражения (5):

$$\frac{M_A^2 - 1}{4\pi g} B_0^2 F^2(A,\varphi)\left(\frac{b_z \partial b_z}{\partial z} + \frac{b_r \partial b_z}{\partial r} \right) = -\left[\frac{\partial \Pi(r,z)}{g\,\partial z} + \rho(r,\varphi,z) \right], \qquad (8)$$

$$\frac{M_A^2 - 1}{4\pi} B_0^2 F^2(A,\varphi)\left(b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} + b_r \frac{\partial b_r}{\partial r} \right) = -\frac{\partial \Pi(r,z)}{\partial r}. \qquad (9)$$

Правая часть уравнения (9) от угла поворота φ не зависит, следовательно, произведение $\left(M_A^2 - 1\right)F^2(A,\varphi)$ может зависеть только от магнитного $M_A^2 - 1 = \left[C(A) - 1\right]F^{-2}(A,\varphi)$. Здесь $C(A)$ – некоторая функция потока A. В этом случае и в уравнении (8) левая часть перестает зависеть от угла φ, и распределение плотности в правой части (8) также оказывается осесимметричным: $\rho = \rho(r,z)$! Это важный результат, он позволяет показать (этот анализ мы также опускаем), что радиальные течения Эвершеда в полутени пятна сосредоточены, главным образом, в темных волокнах полутени. Подставив выражение для M_A^2 в (8) и (9), получаем уравнения для осесимметричных функций:

$$\frac{1-C(A)}{4\pi g}B_0^2\left(b_z\frac{\partial b_z}{\partial z}+b_r\frac{\partial b_z}{\partial r}\right)=\frac{\partial\Pi(r,z)}{g\partial z}+\rho(r,z)\,, \qquad (10)$$

$$\frac{1-C(A)}{4\pi}B_0^2\left(b_z\frac{\partial b_r}{\partial z}+b_r\frac{\partial b_r}{\partial r}\right)=\frac{\partial\Pi(r,z)}{\partial r}\,. \qquad (11)$$

Функция *C(A)* мала по сравнению с единицей, поскольку течения Эвершеда доальвеновские. Тогда уравнения (10), (11) после интегрирования их по *r* можно представить в виде:

$$P(r,z)=P_{ex}(z)+P_m(r,z),\quad \rho(r,z)=\rho_{ex}(z)+\rho_m(r,z)\,, \qquad (12)$$

где $P_m(r,z)=\frac{1-C(A)}{8\pi}B_0^2\left[b_r^2+2\int b_z\frac{\partial b_r}{\partial z}dr\right]-\frac{B^2(r,z)}{8\pi}+\frac{B_{ex,z}^2}{8\pi}$ – отклонение газового давления в пятне от гидростатического распределения $P_{ex}(z)$, обусловленное магнитным полем, и $\rho_m(r,z)=\frac{B_0^2}{8\pi}\frac{1-C(A)}{g}\left[\frac{\partial b_z^2}{\partial z}+\frac{2b_r\partial b_z}{\partial r}-\frac{\partial}{\partial z}\left(b_r^2+2\int\frac{b_z\partial b_r}{\partial z}dr\right)\right]$ – аналогичная величина для плотности. Для неосесимметричного случая выражение для $\rho_m(r,z)$ останется неизменным, поскольку плотность не имеет азимутальной зависимости, а функция $P_m(r,z,\varphi)$ примет вид:

$$P_m(r,z,\varphi)=\frac{1-C(A)}{8\pi}B_0^2\left[b_r^2+2\int b_z\frac{\partial b_r}{\partial z}dr\right]-\frac{B^2(r,z,\varphi)}{8\pi}+\frac{B_{ex,z}^2}{8\pi}\,. \qquad (13)$$

Уравнения (12–13) значительно сложнее обычно используемого в моделях пятен поперечного баланса давлений: $P+(8\pi)^{-1}B_z^2=P_{ex}$. Распределения давления и плотности во внешней среде, $P_{ex}(z),\rho_{ex}(z),$ даются моделью [2].

Для расчета температурно-плотностных характеристик типичного солнечного пятна необходимо задать аналитически его магнитное поле (функции $b_z(r,z)$ и $b_r(r,z)$). Магнитная структура одиночного униполярного круглого солнечного пятна (вертикальный центральный разрез) дана на рис. 1. Поток поля, выходящий из пятна, разделяется на 2 части: А1 – поток, уходящий из пятна, в корону и замыкающийся вдалеке, через верхние слои солнечной короны на пятно (или на несколько пятен и пор) противоположной полярности; А2 – магнитный поток, формирующий полутень пятна, где имеются радиальные течения Эвершеда. Они несут плотную фотосферную плазму, которая не может быть поднята в корону и должна быть слита обратно в фотосферу. Поэтому магнитные силовые линии А2 прижаты к поверхности Солнца и на внешней границе полутени замыкаются на фотосферу в непосредственной близости от пятна. Кроме того, в окрестности пятна в активной области всегда есть внешнее по отношению к пятну магнитное поле А3, которое имеет ту же полярность, что и А1, но напряженность его меньше (300–500 Гс). Вблизи внешнего края полутени между потоками А2 и А3 возникает сепаратрисная поверхность (см. детали в [3]).

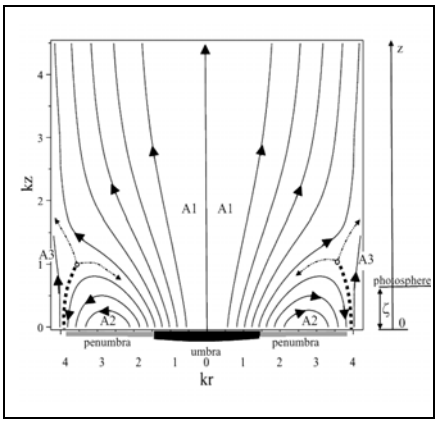


Рис. 1. Магнитная структура пятна. Поток A1 выходит в корону, A2 – формирует полутень и замыкается на фотосферу, A3 – внешнее поле. Пунктир – сепаратриса, разделяющая A2 и A3, тонкий штрих-пунктир – направления движения ускоренных частиц, возникающих в области магнитных пересоединений. Частицы, идущие к пятну, создают в верхней хромосфере эффект обратного Эвершеда. Справа – шкала высот: наблюдаемые слои пятна (уровень $z = 0$) сдвинуты вниз по отношению к фотосфере на глубину вильсоновской депрессии ζ. Для расчетов примем $\zeta = 0.5Mm$.

Аналитически поток A1 можно описать как поле магнитного монополя с прямыми силовыми линиями, веерообразно расходящимися из некоторого центра, расположенного под фотосферой [4]: $A_1(r,z) = \frac{B_{0,1}}{B_0} w\left(1-(1+\frac{r^2}{w})^{-1/2}\right)$, где $w(z)$ – функция, определяющая форму магнитной силовой трубки; в случае магнитного монополя: $w(z) = (z_0 + z)^2$, где $(-z_0)$ – точка его заглубления, $B_{0,1}(z)B_0^{-1}$ – напряженность магнитного поля на оси пятна в долях B_0. Поток поля вдоль оси сохраняется с высотой: $B_{0,1}(z)w(z) = B_{0,1}(0)w(0) = const.$ Использование такого потенциального распределения позволит выносить в корону над пятном достаточно сильные магнитные поля. (Если выражение для $w(z)$ несколько изменить, например, положить $w(z) = (z_0 + z)^2 + d^2$, где d – некоторая малая константа, то сингулярность в подфотосферном распределении поля исчезнет, но оно перестанет быть потенциальным на малых высотах). Второй магнитный поток, ограниченный по высоте и описывающий как тень, так и полутень пятна, можно задать в виде: $A_2(r,z) = B_{0,2}B_0^{-1}k^{-2}krJ_1(kr)\left[\exp(-kz) - G(k_0 z)\right]$, где $B_{0,2}B_0^{-1}$ вклад данного магнитного поля в напряженность поля в центре пятна на уровне $z = 0$, k – обратный поперечный масштаб, $J_1(kr)$ – функция Бесселя первого рода первого порядка, k_0 – обратная вертикальная шкала высоты, $G(k_0 z)$ – некоторая функция, играющая роль силовой поправки. В наблюдаемых, поверхностных слоях солнечного пятна k_0 заметно больше, чем k: если радиальный масштаб изменения поля, k^{-1}, составляет несколько тысяч км (радиус тени пятна), то вертикальный масштаб k_0^{-1} не более 1 Мм. Отношение $a \equiv k_0 k^{-1}$ для типичного солнечного пятна равно примерно 5. Если $G = 0$, то распределение A_2 описывает потенциальное магнитное поле. Силовую функцию $G(z)$ выберем в виде:

$$G(z) = -ca^{-3}\exp(-ak_0 z - abk_0^2 z^2 + ahk_0^4 z^4), \qquad (14)$$

где c, b, h – некоторые положительные коэффициенты, выбором которых определяются высотные и радиальные профили пятна. Поле, задаваемое

суммой потоков $A_1(r,z)$ и $A_2(r,z)$, становится потенциальным при выходе в корону: когда $G << 1,\ z >> d$, вклад силовых поправок будет мал, магнитная сила стремится к нулю, и температурно-плотностные характеристики атмосферы над пятном приближаются к характеристикам окружающей среды. Вблизи уровня z = 0 магнитное поле непотенциально, магнитная сила не равна нулю, что и обеспечивает отличие термодинамических параметров наблюдаемых слоев пятна от фотосферных. Пример расчетов профилей $P_m(r,z)$ и $\rho_m(r,z)$, а также температурного профиля пятна дан на рис. 2 для значений параметров:

$$B_0 = 3700G;\ \zeta = 0.5Mm;\ a = 5;\ k = 1/5Mm;\ k_0 = 1/1Mm;\ c = 0.3;\ b = 0.85;\ h = 2.$$

Поскольку в данном случае моделируется лишь относительно тонкий слой наблюдаемых слоев пятна, для простоты расчетов принято, что магнитный поток *A1*, описывается в этом слое не убывающим вверх полем монополя, а простой функцией $A_1 = 0.5B_0^{-1}B_{0,1}r^2$, дающей однородное вертикальное поле. Полученные распределения температурно-плотностных характеристик типичного солнечного пятна хорошо соответствуют наблюдаемым.

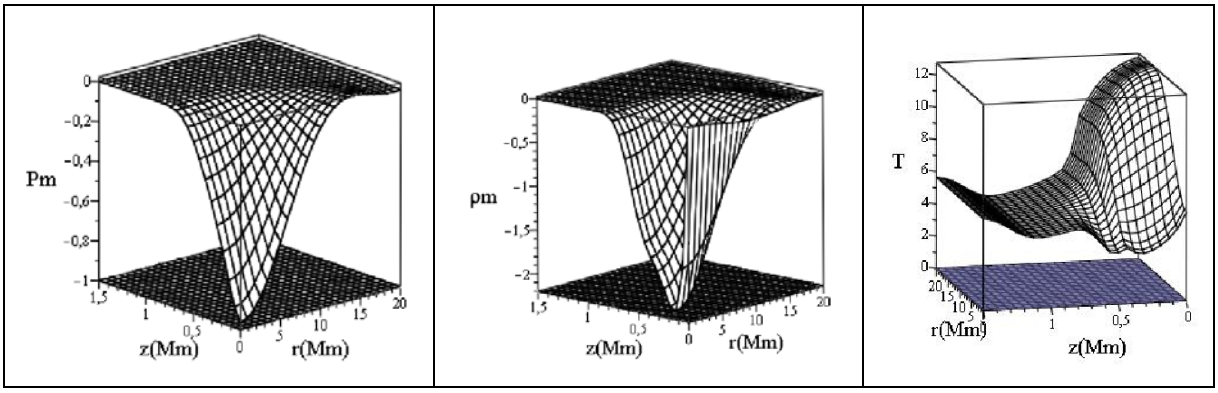


Рис. 2. *Слева*: высотно-радиальный профиль магнитной поправки к давлению P_m, выраженный в единицах $B_0^2(8\pi)^{-1}$. *В середине:* высотно-радиальный профиль ρ_m в единицах $B_0^2 k_0 (8\pi \cdot g)^{-1}$. На глубине 0.5 Мм под фотосферой плотность плазмы в пятне в точном согласии с общей моделью пятна [1] равна плотности окружающей среды, а выше формируется разреженная полость – область вильсоновской депрессии пятна. *Справа:* высотно-радиальный профиль температуры в пятне: на глубине 0.5 Мм под фотосферой (z = 0), Т газа в окружающей среде (конвективной зоне) равна 12200К, в пятне на этом уровне T_S = 5500 К, а на уровне фотосферы, при z = 500 км T_S = 3000 К.

Работа поддержана грантами РФФИ (13-02-00714) и РНФ (15-12-20001).

Литература

1. *Solov'ev, A.A. & Kirichek, E.A.* Astrophys. & Space Science. **352**. 23-42 (2014).
2. *Avrett, E.H., Loeser, R.* Astrophys. J. Suppl. Ser. **175**. 229 (2008).
3. *Bakunina I., Melnikov V., Solov'ev A., Abramov-Maximov V.* Solar Phys. **290**, 37 (2015).
4. *Solov'ev A.A.* Soviet Astronomy, **26**, №4. 229 (1982).

МОДЕЛЬ ПРОТУБЕРАНЦА С ТОНКОЙ СЛОИСТОЙ СТРУКТУРОЙ

Соловьев А.А., Королькова О.А.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория, Санкт-Петербург, Россия

MODEL OF A PROMINENCE WITH THE FINE LAMINATE STRUCTURE

Solov'ev A.A., Korolkova O.A.
Central astronomical observatory of RAS at Pulkovo, St-Petersburg, Russia

New analytical model of solar prominence with the fine laminate structure is presented. The plasma density and the temperature change quasi periodically with the height from dense-cool state ($n = 10^{12}$ cm^{-3}, $T = 4000$K) up to the rarefied-hot one ($n = 10^{10}$ cm^{-3}, $T = 7\times10^{5}$K).The problem of magnetoconvection into the body of the prominence is discussed.

Основная идея работы состоит в том, что при наличии в системе трансляционной симметрии можно по заданной структуре магнитного поля рассчитать давление, плотность и температуру в каждой точке данной равновесной конфигурации. Впервые эта идея была реализована для построения модели аркадного протуберанца [1]. В дальнейшем полученные в [1] формулы использовались в [2]. Исходными являются уравнения магнитной гидростатики

$$0 = -\nabla P + (4\pi)^{-1}\left[curl\mathbf{B}\times\mathbf{B}\right] + \rho\mathbf{g}, \quad div\mathbf{B} = 0, \quad P = \rho\Re T\mu^{-1}, \tag{1}$$

Введем декартову систему координат (x, y, z) . Ось z направим вертикально вверх, так что сила тяжести примет вид $-\rho g\mathbf{e}_z$, ось x – поперек волокна, а ось y – вдоль. В случае трансляционной симметрии: $\partial/\partial y = 0$. Зададим функцию магнитного потока в виде: $A(x,z) = \int B_z dx$, тогда из $div\mathbf{B} = 0$ следует: $B_z = \dfrac{\partial A}{\partial x}; B_x = -\dfrac{\partial A}{\partial z}$. Система (1) сводится к виду:

$$\Delta A = -\frac{1}{2}\frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi\frac{\partial P(A,z)}{\partial A}; \quad \rho(x,z)g = -\frac{\partial P(A,z)}{\partial z}; \quad T = \frac{\mu P}{\rho\Re}. \tag{2}$$

Для системы (2) существуют общие решения для распределений давления и плотности в равновесной системе [1, 2]. Они имеют вид:

$$P(x,z) = P_0(z) + (8\pi)^{-1}\left[B_y^2(0) - B_y^2(A) - (\frac{\partial A}{\partial x})^2 - 2\int\left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\frac{\partial A}{\partial x}\right)dx\right],$$

$$\rho(x,z) = \rho_0(z) + (8\pi g)^{-1}\left\{\frac{\partial}{\partial z}\left[(\frac{\partial A}{\partial x})^2 + 2\int\left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2}\frac{\partial A}{\partial x}\right)dx\right] - 2\frac{\partial A}{\partial z}\Delta A\right\}. \tag{3}$$

Здесь $P_0(z)$, $\rho_0(z)$, $B_y(0)$ – параметры внешней среды вдалеке от волокна. Таким образом, для любой заданной конфигурации магнитного поля мы можем рассчитать соответствующие плотность, давление и температуру. Однако при некотором выборе функции A может оказаться, что плотность и/или давление будут иметь в отдельных точках отрицательные значения, что не имеет физического смысла. Это говорит о том, что такая магнитная конфигурация не может быть уравновешенна в данной среде. Следовательно, чтобы уравновесить ее, мы должны или уменьшить напряженность магнитного поля во всей конфигурации, или изменить ее геометрию, или же менять внешние условия, т.е. погружать исследуемую конфигурацию в более плотные слои солнечной атмосферы.

Мы использовали разработанный алгоритм для построения модели протуберанца, в котором изменения магнитного поля квазипериодически меняются по вертикали (структура «слоистого магнитного пирога»).

Для нашей задачи функция потока выбиралась в следующем виде:

$$A(x,z) = \frac{B_0 L \sin(k_s z)}{1 + k_z^2 (z - z^*)^2 + (k_x x)^2}. \qquad (4)$$

Здесь B_0 – величина, задающая напряженность магнитного поля, L – параметр, вводимый для сохранения размерности (1 Мм), k_s, k_x, k_z – обратные длины в заданных направлениях, z^* – константа, определяющая положение нуль-пункта в системе по высоте. Варьируя данные параметры, можно менять геометрию системы (рис. 1).

Функция потока (4) отвечает трем необходимым требованиям:

1. Обеспечивает удержание холодной плотной плазмы в короне;

2. Описывает уединенное волокно, ось которого располагается над фотосферной линией раздела полярностей;

3. Описывает тонкую (в данном случае – слоистую) структуру тела протуберанца.

Магнитное поле, задаваемое функцией потока (4), не является потенциальным, оно будет менять распределение плотности, давления и температуры в занимаемом им пространстве.

Для того чтобы вписать нашу модель во внешнюю среду, мы пользуемся аналитической аппроксимацией [3] модели гидростатической солнечной атмосферы Авретта-Лоезера [4].

Плотность и давление в солнечной атмосфере достаточно быстро спадают с высотой, значит, на высотах более 1Mm, основную роль в распределении ρ и P играет магнитная добавка, определяемая полем (4).

На рис. 2 и 3 показаны распределения плотности и температуры, рассчитанные при следующих значениях параметров системы: $L = 1Mm$, $k_x = (5Mm)^{-1}; k_z = (3Mm)^{-1}; k_S = (0.5Mm)^{-1}; B_0 = 20G; B_y(0) \equiv B_{external} = 8G; z^* = 0.$

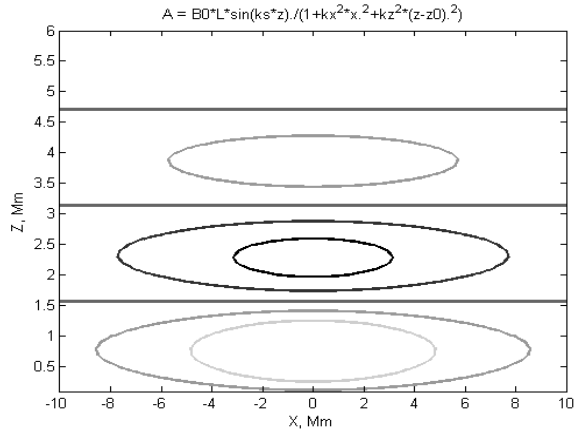


Рис. 1. Геометрическая форма магнитных силовых линий задается условием A = const и имеет в данном случае характерный вид слоистой структуры, ослабевающей с высотой.

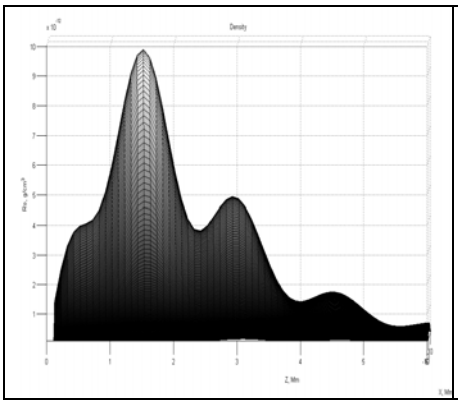


Рис. 2. Z-профиль плотности плазмы в протуберанце.

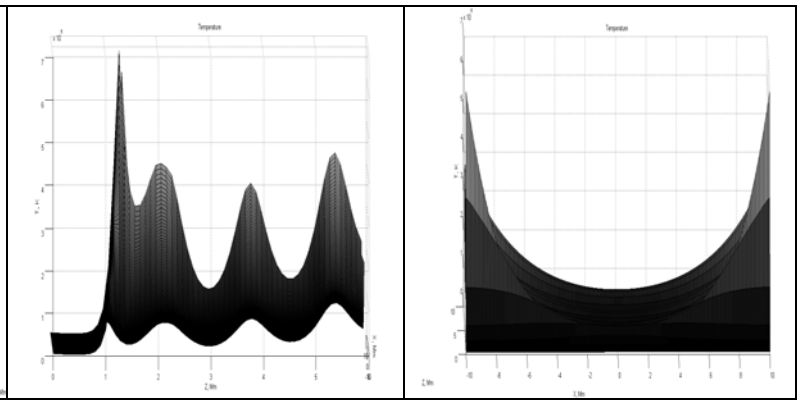


Рис. 3. Распределение с высотой температуры плазмы: *слева* z-профиль, *справа* x-профиль

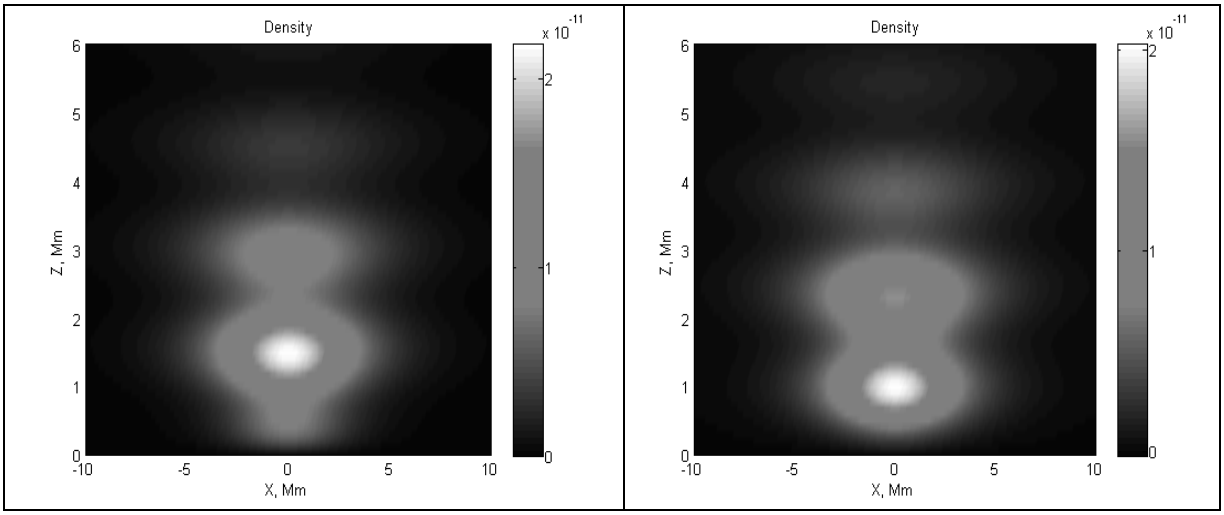


Рис. 4. «Эффект фазы». *Справа*: в аргумент sin(z) добавлено 1.6π.

Полученные распределения в целом соответствуют тем величинам, что обычно наблюдаются в спокойных солнечных протуберанцах. Температура плазмы в наиболее плотной и холодной части составляет около 4000К, а далее варьирует от 30 000К в холодных и плотных слоях до 700000К в горячих и разреженных областях по краям волокна.

В последние годы активно обсуждается магнитная конвекция в протуберанцах [5]. Конвекция в магнитном поле подразумевает, что поле, в котором она происходит, должно быть достаточно слабым, $0.5\rho V^2 \geq B^2(8\pi)^{-1}$, запутанным, и по этой причине не может иметь регулярной структуры. Но каким образом такое поле, не имеющее определенной геометрии, может удерживать в короне в течение многих суток плотную и, соответственно, относительно тяжелую плазму? Для удержания такой плазмы в короне магнитное поле должно обладать регулярной, достаточно сильной, специфически организованной структурой. Никакого другого решения эта задача не имеет.

Мы полагаем, что наблюдаемую картину перемещения в теле протуберанца ярких и темных элементов можно описать как следствие относительно медленной эволюции параметров магнитной системы. Так, например, если в нашей модели в аргумент синуса в функции потока A внести изменение по фазе, то можно получить видимое перемещение в картинной плоскости яркого элемента, которое при желании можно интерпретировать как проявление некоего конвективного процесса.

Работа поддержана грантом РНФ (проект 15-12-20001).

Литература

1. *A.A. Solov'ev,* Astron. Rep. **54**, 86 (2010).
2. *B. Kuzma, K. Murawsky, A.A. Solov'ev*, A&A, **577**, A138, (8), (2015).
3. *А.А. Соловьев, Е.А. Киричек*, АЖ, **41**, №5, с. 234–247 (2015).
4. *E.H. Avrett, R. Loeser,* Astrophys. J. Suppl. Ser. **175**, 229 (2008).
5. *T. Berger et al.,* Nature (Letter), **472**, (2011) doi:10.1038.

ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ФАКЕЛОВ

Стрекалова П.В.[1], Наговицын Ю.А.[1,2], Риехокайнен А.[3], Смирнова В.В.[1]
[1]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия
[2]Университет Турку, Финляндия

TIME-VARIATIONS OF MAGNETIC FIELDS OF SOLAR FACULAE

Strekalova P.V.[1], Nagovitsyn Y.A.[1,2], Riehokainen A.[3], Smirnova V.V.[1]
[1]Central (Pulkovo) Astronomical Observatory Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia
[2]St. Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia
[3]University of Turku, Finland

Quasi-periodic oscillations of magnetic fields of solar faculae at latitudes from –35° to –60° are investigated using data obtained from SDO HMI. Cross-correlation analysis both for variations of average magnetic field and area in the contour is applied. Quasi-periodic oscillations of the polar and mid-latitude faculae magnetic field are obtained. The statistical charts of the magnetic field maximum value of ones are studied.

Целью данной работы являлось исследование квазипериодических вариаций магнитного поля солнечных факельных образований. Были рассмотрены среднеширотные факельные образования, находящиеся на широтах от –35° до –45°, и полярные факелы на широтах от –50° до –60°. Для исследования использовались магнитограммы, полученные космическим аппаратом SDO HMI, имеющим пространственное разрешение в 1".

В связи с появлением новых инструментов с улучшенными техническими характеристиками удаётся разрешить и исследовать всё более мелкомасштабные структуры на солнечном диске, заметить соответствие структур на разных уровнях солнечной атмосферы. Вследствие этого номенклатура известных объектов и явлений претерпевает изменения. В современной русскоязычной и англоязычной литературе одним и тем же термином «faculae» («факелы») именуются различные объекты. Термин faculae или plage лучше переводить как «факельное поле», а мелкомасштабные элементы, из чего они состоят, а также аналогичные объекты, не принадлежащие к факельным полям («facula»), в данной работе именуются факельными образованиями (ФО). Кроме того, существует отдельный термин «полярные факелы», применяемый к локальным высокоширотным факельным образованиям, существующим только вне факельных полей. Они выделяются тем, что цикл их числа находится в противофазе к циклу числа солнечных пятен [1, 2].

И факельные поля, и отдельные ФО наблюдаются в крыльях сильных хромосферных линий, таких как Hα, H и K Ca II, но заметны они и в непрерывном спектре [3]. Считается, что ФО представляют собой магнитные трубки диаметром около 100 км и напряженностью магнитного поля 100–600 Гс. Как отмечалось ранее [4], в спектрах мощности колебаний лучевых скоростей в фотосферных и хромосферных линиях факелов преобладают пятиминутные колебания. Интерпретация пятиминутных колебаний связана с распространением МГД волн вертикально от фотосферы к хромосфере в факельной области [5, 6].

Результаты, полученные нами, представлены в таблицах 1 и 2. Всего было рассмотрено 20 факельных образований: 6 на средних широтах и 14 на высоких. В таблице 1 представлены результаты обработки среднеширотных ФО. Периоды были получены с помощью вейвлет-анализа.

Таблица 1.

№	Максимальная напряжённость поля, Гс	Площадь, по контурам 100–350 Гс, пикс	Периоды для средней напряжённости м. поля, мин
1	684	10	35, 41, 83–117
2	564	18	29, 49, 70–117
3	388	12	49-70, 117–140
4	423	21	49–83
5	509	11	41–83, 99–140
6	621	22	58–70, 140

Длина рядов составляла 10 ч, шаг 3 мин. Были выявлены длительные периоды колебаний среднего значения напряжённости магнитного поля в контуре (табл. 1 столбец 4). Они представляют наибольший интерес, так

Таблица 2.

№	Макс. напряжённость поля, Гс (абсолютное значение)	Периоды для средней напряжённости м. поля, мин
1	295	4–5, 16–20
2	365	4–6, 16–20
3	524	2, 3–5
4	330	4–6, 30–40
5	461	4–8, 16–20
6	300	3–5, 8–10
7	315	3–5, 6–8, 10–15
8	487	4–6, 16–20
9	333	3–5, 8–10, 20–30
10	332	4–6
11	192	2–3, 4–6
12	268	4–8
13	381	3–5, 8–10
14	757	5–8

как ранее почти не изучались. По результатам можно выделить периоды 50–80 минут, 100–120 минут, 140 минут. В таблице 2 приведены результаты для полярных факелов. В этом случае длина ряда составляла 2 ч с шагом 45 с. Поэтому короткие периоды 4–6 мин, и 16–20 мин хорошо заметны. Выявленные периоды 4–6 минут соответствуют пятиминутным колебаниям, найденным ранее в поле скоростей [4].

Также приводим диаграмму встречаемости максимумов магнитного поля ФО. На рис. 1 учтены только полярные факелы, на рис. 2 – также и ФО средних широт. Диаграммы показывают, что высокоширотные (полярные) факелы чаще всего имеют максимум напряжённости магнитного поля в пределах значений 300–400 Гс, а более низкоширотные ФО, по-видимому, 500–600 Гс. Возможно, это связано с эффектом проекции. Однако, полярный факел № 14 из таблицы 2 имеет максимум напряжённости магнитного поля ~ 760 Гс, что больше полученных нами значений для ФО средних широт. Поэтому этот вопрос остаётся дискуссионным.

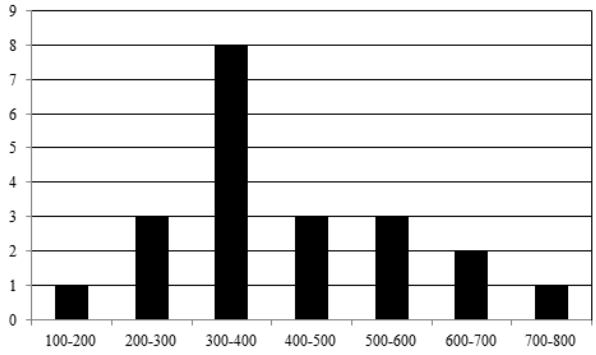


Рис. 1.

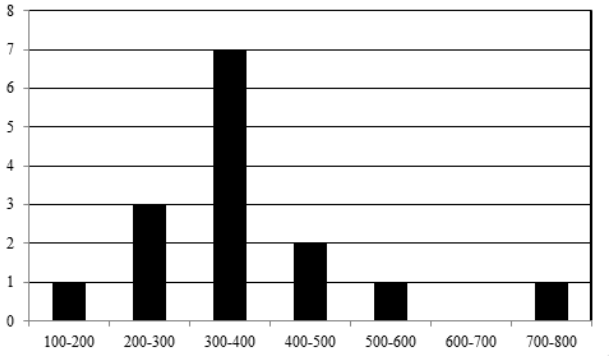


Рис. 2.

Проведённый кросс-корреляционный анализ не выявил однозначной корреляции между значением среднего магнитного поля в контуре и площади в том же контуре для ФО средних широт (от –35° до –45°). На рис. 3 и 4 показаны примеры для двух ФО. Сплошной линией отмечено магнитное поле, а пунктирной – площадь. Для рис. 3 коэффициент корреляции равен –0.5, а для рис. 4 – +0.7. Для некоторых рассмотренных факельных образований корреляция отсутствовала вовсе.

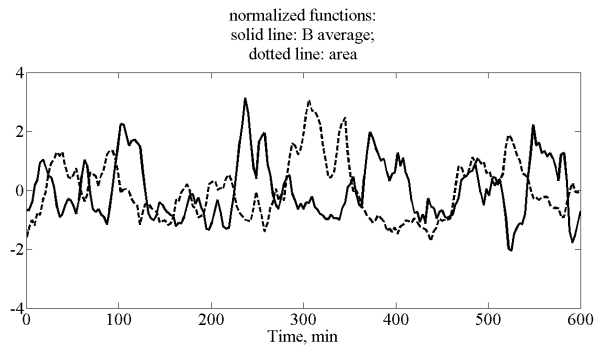


Рис. 3.

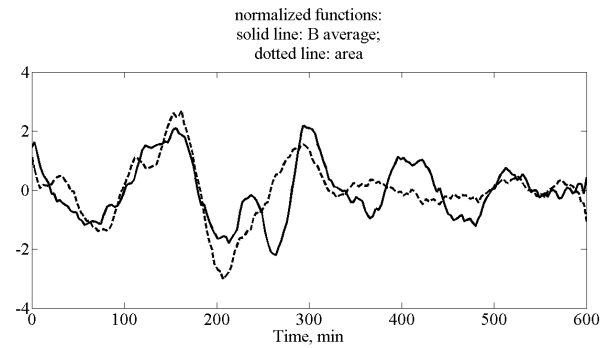


Рис. 4.

Это может означать, что в магнитное поле факельных образований существенный вклад вносит горизонтальная составляющая поля, либо существует несколько различных колебательных мод, необязательно согласованных между собой. Ещё одна возможная интерпретация – ФО физически колеблется по широте или долготе, но этого нами не наблюдалось.

В дальнейшем нами будет увеличено число исследуемых факельных образований на различных широтах, исследована зависимость напряжённости магнитного поля ФО от широты, полученные результаты проверены с помощью различных статистических методов.

Литература

1. *Makarov, V.I., & Makarova, V.V.*: 1996, Solar Physics, 163, p. 267
2. *Deng L., Qi Zh., Dun G., Xu Ch.*, 2013, Publ. of the Astr. Society of Japan, Vol. 65, 11, pp. 7.
3. *Костык Р.И.*, 2013, Кинемат. и физика неб. тел, 29, 1, 50–57.
4. *Kobanov N.I., Pulyaev V.A.*, 2011, Solar Physics., 2011, Vol. 268. pp. 329–334.
5. *E. Khomenko, et. al.*, 2008, A. J., Vol. 674, 1, pp. 596-606.
6. *Centeno R., Collados M., Trujillo Bueno J.*, 2009, A. J., Vol. 692, 2, pp. 1211–1220.

ПРЕДЕЛЬНЫЙ СПЕКТР СОЛНЕЧНЫХ/ЗВЕЗДНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ

Струминский А.Б.
Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия

ULTIMATE SPECTRUM OF SOLAR/STELLAR COSMIC RAYS

Struminsky A.B.
Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

A physical approach is proposed to estimate an ultimate spectrum of solar/stellar cosmic rays (SCR) in a given point in the heliosphere (stellar sphere) basing on characteristic values of magnetic field intensity and dimensions of active region. An accelerator of given linear dimensions and magnetic field intensity may accelerate charge particles up to some maximal energy during a finite time. The spectrum proposed by Syrovatsky (1961) for relativistic and non-relativistic SCR is used as a source spectrum. The spectrum is normalized to the galactic CR intensity at the maximal SCR energy. Maximal fluxes of SCR propagating in the heliosphere are determined by pressure equilibrium of magnetic field and CR (Freier&Webber, 1963). Characteristic times of fluence accumulation for diffusive and convective propagation of SCR obtained from observations of most powerful solar proton events are used for estimates of ultimate SCR fluencies. The ultimate fluence of >30 MeV protons for a single event is in agreement with observational upper limits of ordinary events. In order to explain the 775 AD event a sequence of two single events are necessary. An application of the model to cases of stellar flares is discussed.

1. Введение

Распределения солнечных событий по величине того или иного наблюдательного параметра служат основой для их предсказания. Недавние наблюдения космической обсерватории Kepler звездных мега-вспышек показали, что солнечные вспышки по своему масштабу могут превосходить события, реконструированные по данным радиоизотопного анализа ^{14}C в кольцах деревьев [1]. Предельный спектр солнечных протонов был недавно построен в [2] путем «подъема» всех наибольших измеренных (оцененных) интенсивностей протонов $\boldsymbol{I(>E_p)}$ примерно на порядок, чтобы превысить все возможные методические неопределенности. Однако должен существовать физический предел на величину выбранного параметра, и прямая экстраполяция распределений на большие параметры не корректна.

Распределение обычных солнечных протонных событий (СПС) не отражает экстремальные события. События с флюенсом протонов > 30 МэВ превышающим $6 \cdot 10^9$ см$^{-2}$ очень редкие [3] и должны быть близки к максимально возможным. Ниже обсуждаются возможные физические ограничения на предельные интенсивности и флюенсы солнечных (звездных) протонов, которые могли бы наблюдаться в гелио (звездной) сфере.

2. Предельные режимы ускорения и распространения СКЛ

Так как механизм ускорения солнечных протонов точно не известен, то для оценок был выбран спектр в источнике, предложенный Сыроватским [4]. Этот спектр был получен из общих принципов термодинамики и не зависит от конкретных параметров механизма ускорения. Если внешнее магнитное поле адиабатически сжимает газ СКЛ, то энергия СКЛ увеличивается, а спектр частиц, покидающих область ускорения, определяется отношением теплоемкостей. Дифференциальный энергетический спектр является степенной функцией с показателем –3.5 и –5 для нерелятивистского и ультрарелятивистского газа соответственно. Переход между этими двумя решениями должен быть сглаженным.

Максимальные интенсивности СКЛ, наблюдаемые в межпланетном пространстве в первом приближении соответствуют спектру в источнике. Для оценки предельного спектра вблизи Земли спектр Сыроватского в источнике нормируется на интенсивность галактических КЛ при максимальной энергии солнечных протонов. Максимальная энергия солнечных электронов примерно равна 10 МэВ [5]. Для протонов, учитывая отношение масс, максимальная энергия должна быть порядка 20 ГэВ, что грубо соответствует наблюдениям. Правая черная кривая на рис. 1 показывает предельный спектр с максимальной энергией 20 ГэВ.

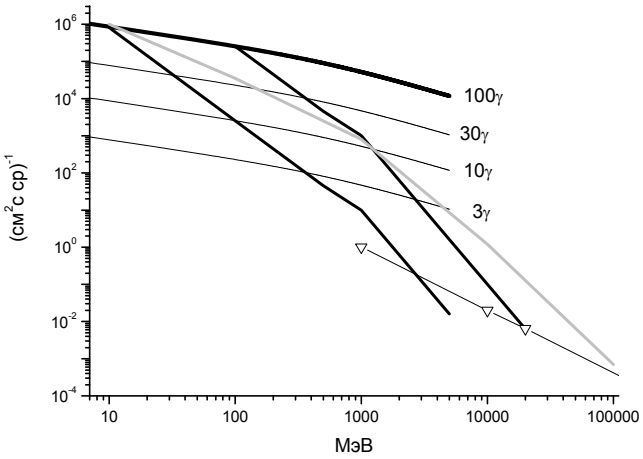


Рис. 1.

Низкоэнергетическая часть спектра должна определяться пределами распространения [6] – давление СКЛ не должно превышать давление межпланетного магнитного поля (ММП). Для максимального потока частиц $\boldsymbol{J}$ с энергией $\boldsymbol{E}$ и скоростью $\boldsymbol{V}$ в точке гелиосферы с магнитным полем $\boldsymbol{B}$ имеем: $\boldsymbol{J = B^2V/32\pi E}$. Горизонтальные кривые на рис. 1 показывают предельные интенсивности протонов при различных величинах ММП на орбите Земли. Максимальные потоки солнечных протонов, зарегистрированные КА GOES в различных событиях примерно соответствуют этим оценкам.

Предельный спектр Мирошниченко и др. [2] показан на рис. 1 серой линией, он значительно ниже нашего предельного спектра при энергиях меньше 2 ГэВ, но выше при больших энергиях. Спектры пересекаются примерно в двух точках при энергиях 10 МэВ и 2 ГэВ. Предельный мягкий спектр показан черной линией слева от спектра Мирошниченко и др. [2].

3. Предельные спектры и флюенсы. Обсуждение

Для оценки предельных флюенсов нужно знать характерные времена их накопления для различных механизмов распространения. Анализ наблюдательных данных показывает, что флюенсы накапливаются в два этапа, соответствующие диффузионному и конвективному распространению СКЛ. Отношение величины максимального флюенса к максимальной интенсивности можно считать характерным временем накопления. Характерные времена оказываются примерно равными при энергиях протонов 1–100 МэВ в различных событиях – примерно 1000 мин (16.7 часов) для диффузионного распространения и около 250 мин (4.2 часа) для конвективного. Мы будем использовать характерное диффузионное время 1000 мин для верхней оценки возможных предельных флюенсов при невозмущенном ММП (3–10 нТл) и конвективное время 250 мин для возмущенного ММП (30–100 нТл).

Флюенс солнечных протонов с энергией >30 МэВ является стандартным параметром, характеризующим мощность СПС. Но связь этого параметра с генерацией изотопов ^{14}C и ^{10}Be в атмосфере неоднозначна и сильно зависит от спектра солнечных протонов. В работе [7] для характеристики солнечных протонов предложено использовать флюенс протонов >200 МэВ, так как его величина определяет генерацию космогенных изотопов в атмосфере независимо от предположений о форме энергетического спектра. В таблице 1 показаны рассчитанные предельные потоки $\boldsymbol{J}$ (см^{2}с ср)$^{-1}$ и флюенсы $\boldsymbol{F}$ (см$^{-2}$) протонов >30 МэВ и >200 МэВ.

Таблица 1.

	3 нТл	10 нТл	30 нТл	100 нТл
$\boldsymbol{J}$(>30 МэВ)	$4.4\cdot10^2$	$4.9\cdot10^3$	$4.4\cdot10^4$	$4.9\cdot10^5$
$\boldsymbol{F}$(>30 МэВ)	$1.7\cdot10^8$	$1.9\cdot10^9$	$4.3\cdot10^9$	$4.8\cdot10^{10}$
$\boldsymbol{J}$(>200 МэВ)	$1.5\cdot10^2$	$1.7\cdot10^3$	$1.5\cdot10^4$	$1.7\cdot10^5$
$\boldsymbol{F}$(>200 МэВ)	$5.6\cdot10^7$	$6.6\cdot10^8$	$1.4\cdot10^9$	$1.7\cdot10^{10}$

Авторы [8] нашли 19 СПС с флюенсом $\boldsymbol{F(>30\ MeV)} = 1–1.5\cdot10^{10}$ см$^{-2}$ и ни одного события с $\boldsymbol{F(>30\ MeV)} > 2\cdot10^{10}$ см$^{-2}$ (50 раз больше, чем в СПС 23.02.1956) в годовых данных изотопа ^{10}Be начиная с 1400 года. В работе [7] показано, что СПС с флюенсом $\boldsymbol{F(>200\ MeV)} >10^{10}$ см$^{-2}$ происходят не чаще одного раза за 10000–15000 лет. Эти величины служат верхним наблюдательным пределом на флюенс солнечных протонов, они согласуются с нашими оценками, учитывая неопределенность в характере распро-

странения и времени накопления флюенса при различных величинах ММП. Солнечная природа события 775 года ставится под сомнение в [9–10], флюенс солнечных протонов в этом событии $\boldsymbol{F(>30\ MeV)} = 8\cdot10^{10}$ см$^{-2}$ в 10 раз превышает максимальную величину, зарегистрированную за три наиболее активных месяца за 1945–1995 гг., но только в два раза нашу максимальную оценку.

Сделанные оценки на предельные спектры и флюенсы СКЛ можно обобщить на случаи звездных вспышек. Молодые звезды могут вращаться быстрее современного Солнца, иметь большие магнитные поля и энергию вспышек. Возрастание магнитного поля в активной области на порядок должно привести к увеличению на порядок максимальной энергии ускорения и на два порядка предельных потоков звездных КЛ.

4. Выводы

Построен предельный спектр СКЛ вблизи орбиты Земли на основе спектра в источнике [4] и пределах распространения [6]. Два перегиба в форме спектра при 200 и 2000 МэВ обусловлены условиями распространения и переходом от релятивистского к нерелятивистскому режиму ускорения соответственно.

Для оценки предельных флюенсов были использованы характерные времена накопления флюенса, полученные из наблюдений для диффузионного и конвективного распространения СКЛ. Найденные величины согласуются с наблюдательными верхними пределами [8–9], учитывая неопределенность времени накопления флюенса. Для объяснения события 775 года необходимо два предельных события, произошедших в течение времени накопления радионуклеидов.

Литература

1. *Hudson H.S.* Solar extreme events. J. Phys.: Conf. Ser. 2015632 012058 .
2. *Мирошниченко Л.И. и др.* Солнечные космические лучи: 70 лет наземных наблюдений // Геомагнетизм и аэрономия. 2013. Т. 53. № 5. С. 579.
3. *Smart D.F., et al*. Two groups of extremely large >30 MeV solar proton fluence events // J ASR. 2006. V. 37. P. 1734.
4. *Сыроватский С.И.* О спектре галактических и солнечных космических лучей // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. № 6. С. 1788.
5. *Svestka Z.* The phase of particle acceleration in flare development // Sol. Phys. 1970. V. 13. P. 471.
6. *Frier P.S. and Webber W.R.* Exponential rigidity spectrums for solar-flare cosmic rays // J. Geophys. Res. 1963. V. 68. № 6. P. 1605.
7. *Kovaltsov G.A. et al.* Fluence Ordering of Solar Energetic Proton Events Using Cosmogenic Radionuclide Data // Solar Phys. 2014. V. 289. P. 4691.
8. *Usoskin I.G., Kovaltsov G.A.* Occurrence of extreme solar particle events: assessment from historical proxy data // The Astrophys. J. 2012. V. 757. P. 92.
9. *Cliver E.W. et al.* On a solar origin for the cosmogenic nuclide event of 775 A.D. // Astrophys. J. 2014. V. 781. P. 32.
10. *Павлов А.К. и др.* «Изотопные следы» гамма и протонных событий и аномальный сигнал в радиоуглероде в 775 г. н.э. // Письма в АЖ. 2014. Т. 40. № 10. С. 706.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ, КРУПНОМАСШТАБНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ И КОМПЛЕКСЫ АКТИВНОСТИ В ПЕРИОД 1979–2012 гг.

Тавастшерна К.С., Поляков Е.В.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург

CORONAL HOLES, LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD AND COMPLEXES OF ACTIVITY DURING 1979-2012

Tavastsherna K.S., Poliakow E.V.
Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg

In this work we used data of coronal holes (CH), derived from observations in the He I 10830 Å in line at the Kitt Peak observatory (years 1975 to 2003) and in the EUV 195 Å line with SOHO/EIT (1996–2012) [1], H-alpha synoptic charts of Kislovodsk Mountain Astronomical Station and CA cores catalogue [2].

Since the large-scale H-alpha chromospheric structure reveals a distribution of the neutral line of the large-scale magnetic field, we carried out superposition of CH borders on H-alpha synoptic charts. It was discovered that 69% (Kitt Peak series) and 76% (SOHO/EIT series) of all CH were disposed in the regions of their sign of magnetic field. It was shown that only some CH had genetic connection with cores of complexes of activity.

Введение

В настоящее время хорошо известно, что корональные дыры (КД) – это долгоживущие протяженные образования с пониженной температурой и аномально низкой плотностью [3]. В большинстве случаев они локализуются в областях униполярного крупномасштабного магнитного поля с открытыми силовыми линиями, которые не препятствуют радиальному расширению корональной плазмы [4]. КД являются источниками высокоскоростного солнечного ветра, эффективно воздействующего на магнитосферу Земли. Отсюда следует, что изучение их связи с крупномасштабным магнитным полем (КМП) и с другими видами активности имеет определенный смысл.

Данные и метод обработки

Исходные данные: Hα-синоптические карты и карты КД, полученные из наблюдений обсерватории Китт-Пик в линии HeI 10830Å в период 1975–2003 гг. и SOHO/EIT-195Å в период 1996–2012 гг., взяты с сайта Кисловодской горной станции (http://www.solarstation.ru), а также каталог ядер комплексов активности [2]. Создание карт КД подробно описано в работе [1]. Исследуемый нами материал охватывает период 1979–2012 гг. Для анализа связи КД с КМП Солнца и ядрами комплексов активности (КА) все три компоненты для каждого Кэррингтоновского оборота совмещались на отдельных – “комплексных” – картах (рис. 1), что позволило

определить характер расположения КД относительно униполярных областей КМП и рассмотреть гипотезу о генетической связи КД и ядер КА [5, 6].

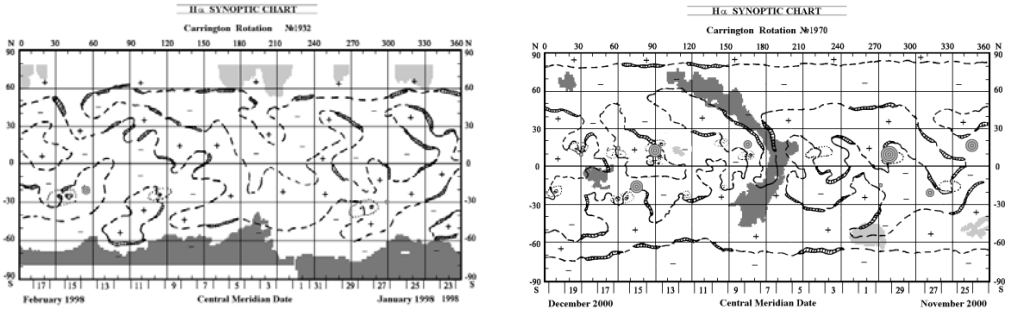


Рис. 1. "Комплексная " карта слева показывает расположение КД в униполярных областях КМП своего знака, справа – униполярная область КД окружена полями противоположного знака, черный цвет КД – поле –, серый – поле +, кружки – ядра КА.

Результаты и выводы

При наложении границ КД на Hα-карты получены близкие результаты для данных Китт-Пик и SOHO. В первом случае 69% КД располагаются в униполярных областях своего знака, 18% – в областях противоположного и 13% относятся к очень крупным КД, часто пересекающимся нейтральными линиями нескольких униполярных областей поверхности Солнца. В случае SOHO получены следующие значения: 76%, 11% и 13%, соответственно.

Для рассмотрения гипотезы о генетической связи КД и КА были построены пространственно-временные графики для центров КД и ядер КА для ветви спада 21 цикла, роста и спада 22–23 циклов и начала роста 24 цикла отдельно для северного и южного полушарий Солнца.

КД мы разделили на 4 группы: группа 1 – экваториальные КД, расположенные в области ±(0º–10º), группа II – среднеширотные, область пятенной активности ±(10º–40º), группа III – высокоширотные, широтная область ±(40º–60º) и группа IV – полярные КД, полярная область ±(60º–80º).

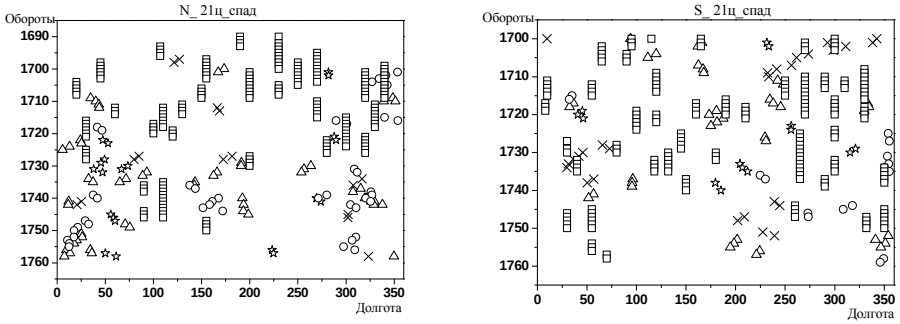


Рис. 2. Пространственно-временное распределение КД и ядер КА на ветвях спада 21 цикла в северном и южном полушариях Солнца (квадраты – ядра КА, звездочки – экваториальные КД, треугольники – среднеширотные, крестики – высокоширотные, кружки – полярные).

Из рис. 2 следует, что экваториальные КД на ветви спада в обоих полушариях иногда локализуются вблизи ядер КА, вращение их скорее твердотельное, особенно в северном полушарии, в южном – частично виден восточный дрейф, вероятно, обусловленный дифференциальным вращением. Среднеширотные КД также располагаются в основном вблизи ядер КА, восточный дрейф выражен более ярко в южном полушарии. Высокоширотные КД, особенно в южном полушарии, тесно связаны с ядрами КА, имеют смещение в восточном направлении, в северном – их вращение в основном твердотельное. Полярные КД в обоих полушариях только в некоторых случаях находятся близко от ядер КА.

Рассмотрение графиков для роста 22 цикла показало, что интерес представляют только среднеширотные КД благодаря их восточному дрейфу в обоих полушариях.

На ветви спада (рис. 3) картина более разнообразная. В нескольких случаях в северном полушарии экваториальные, среднеширотные и высокоширотные КД локализуются в основном вблизи ядер КА, что нельзя сказать о полярных КД. Они расположены чаще всего вдали от ядер КА. В южном – все 4 группы КД располагаются хаотично относительно ядер КА.

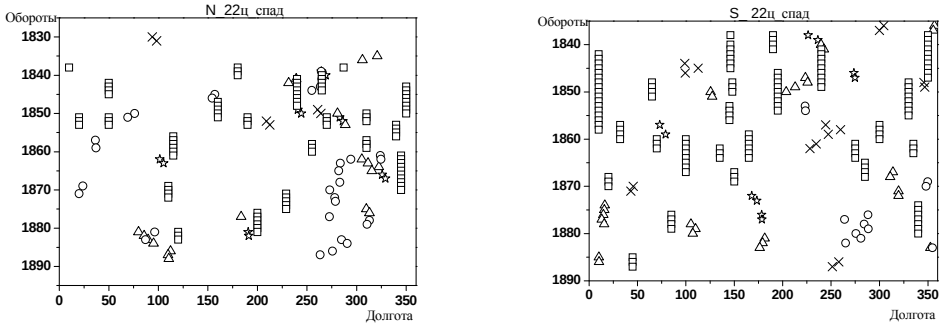


Рис. 3. Пространственно-временное распределение КД и ядер КА на ветвях спада 22 цикла в северном и южном полушариях Солнца (обозначения те же, что на рис. 2).

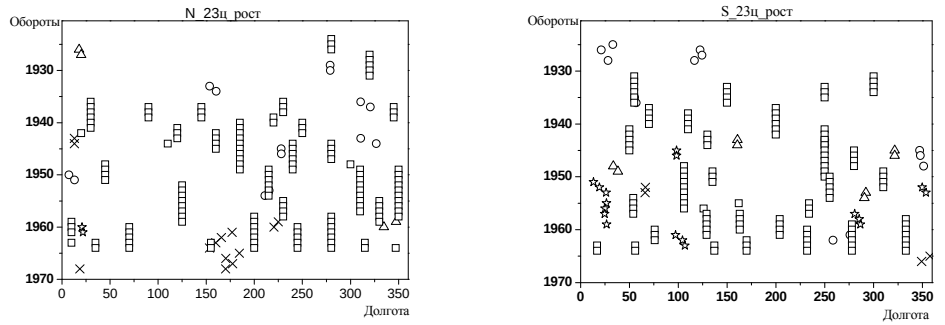


Рис. 4. Пространственно-временное распределение КД и ядер КА на ветвях роста 23 цикла в северном и южном полушариях Солнца (обозначения те же, что на рис. 2).

Из рис. 4 видно, что на ветви роста в северном полушарии КД всех четырех групп в равной степени располагаются как вблизи ядер КА, так и вдали от них. В южном полушарии КД, за исключением полярных, локали-

зуются вблизи ядер КА. Вращение экваториальных и среднеширотных КД можно считать твердотельным.

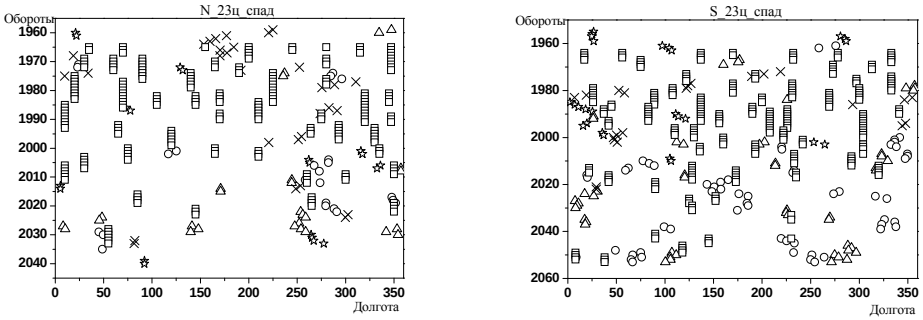


Рис. 5. Пространственно-временное распределение КД и ядер КА на ветвях спада 23 цикла в северном и южном полушариях Солнца (обозначения те же, что на рис. 2).

В 23 цикле (рис. 5) в период спада в северном полушарии большая часть КД связана с ядрами КА, и характер смещения в восточном направлении в течение всего цикла наиболее постоянен для высокоширотных, в меньшей степени – для среднеширотных и экваториальных КД. Смещение в западном направлении характерно для некоторых экваториальных и среднеширотных КД в конце ветви спада.

Для южного полушария наблюдается достаточно пестрая картина. Смещение высокоширотных КД в восточном направлении сохраняется в начале спада цикла, экваториальные КД в основном смещаются в западном направлении. Некоторые среднеширотные и полярные КД во второй половине спада 23 цикла смещаются в восточном направлении, а другая их часть – в западном.

Поскольку мы располагали рядом КД только по 2012 год, то о 24 цикле можно говорить предварительно и не обо всех группах. В начале спада 24 цикла в обоих полушариях среднеширотные КД имеют характер смещения в восточном направлении, они локализуются вдали от ядер КА. Экваториальные КД расположены близко от ядер КА и вращение у них твердотельное.

Следует отметить, что рассмотрение 21 и 22 циклов было сделано на основании ряда КД, полученного по данным наблюдений Китт-Пик, для 23 и 24 циклов использовались данные ряда SOHO/EIT.

Литература

1. *Tlatov A., Tavastsherna K., Vasil'eva V.* Solar Phys., 2014. V. 289. P. 1349.
2. *Язев С.А.* Каталог ядер комплексов активности на Солнце. 2012, http://ru.iszf.irk.ru/каталог_ядер_комплексов_активности.
3. *Granmer S.* Living Rev. Solar Phys. 2009, 6(3).
4. *Insley J.E., Moore V., Harrison R.A.* Solar. Phys., 1995. V. 160. P. 1.
5. *Язев С.А.* Изв. Ирк. Гос. ун-т. 2010. Т. 3. С. 226.
6. *Мордвинов А.В., Язев С.А.* Астрон. журн., 2013. Т. 90. С. 491.

ПРОГНОЗ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ МАГНИТОГРАФА СТОП

Тлатов А.Г.[1], Свидский П.М.[2], Понявин Д.И.[3], Пещеров В.С.[4]
[1]*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН*
[2]*ФБГУ ИПГ, Москва*
[3]*СПбГУ, Санкт-Петербург*
[4]*ФБГУН ИСЗФ СО РАН, Иркутск*

FORECAST OF THE SOLAR WIND PARAMETERS USING OBSERVATIONS AT THE TELESCOPE-MAGNETOGRAPH STOP

Tlatov A.G.[1], Svidsky P.M.[2], Ponyavin D.I.[3], Peshcherov V.S.[4]
[1]*Kislovodsk Mountain Station*
[2]*Institute of Applied Geophysics*
[3]*St. Petersburg State University*
[4]*Institute of Solar-Terrestrial Physics*

Forecasting procedure of the solar wind geoeffective parameters using near on-line observations at the telescope-magnetograph STOP in Kislovodsk Mountain Station is presented. Firstly, synoptic maps of the large-scale magnetic fields from the daily magnetograms are constructed. Further, a potential field approximation of the magnetic field in the solar corona is applied to infer sources of open magnetic fields and their divergence. Finally, the velocity of the solar wind and polarity of interplanetary magnetic field is estimated. Modelled parameters of the solar wind are compared with those observed near the Earth orbit and significant correlations are found.

Введение

В настоящее время одной из наиболее актуальных задач в исследовании солнечно-земных связей является прогноз космической погоды и факторов, отвечающих за ее изменения. Известно, что от Солнца непрерывно истекает солнечный ветер (СВ) со средней скоростью ≈400 км/с. В спокойные периоды, когда на Солнце нет возмущений вспышечного характера, часто приводящих к спорадическим выбросам в межпланетную среду ускоренной плазмы из короны, известных как корональные выбросы массы (КВМ), так называемый спокойный фоновый солнечный ветер формирует в межпланетном пространстве квазистационарную картину. Она зависит от скорости истечения и магнитного поля B в ближней зоне, на расстоянии в несколько радиусов Солнца $R_{\odot}$. При последующем радиальном распространении получается известная картина СВ с магнитным полем в виде архимедовой спирали, шаг которой определяется скоростью ветра в данном месте.

Данные о солнечных магнитных полях получают с помощью солнечных телескопов-магнитографов. Для наблюдений крупномасштабных магнитных полей наиболее подходящим из отечественных приборов является

СТОП (Солнечный Телескоп Оперативных Прогнозов). Первые попытки использования наблюдений магнитографа СТОП в Саянской солнечной обсерватории для прогноза параметров солнечного ветра и геомагнитной активности были предприняты еще в 80-х годах прошлого столетия [1, 2].

В данной работе рассмотрены результаты моделирования параметров солнечного ветра на расстоянии 1 а.е. по данным наблюдений фотосферного магнитного поля на Кисловодской Горной астрономической станции на разработанном в ИСЗФ СО РАН телескопе-магнитографе СТОП нового поколения [3]. Регулярные наблюдения здесь начаты в июле 2014 г. [4].

Методика расчета параметров солнечного ветра

Хотя механизм ускорения СВ еще не полностью ясен, исследования последних десятилетий подтвердили корреляцию между геометрией коронального поля и скоростью СВ. Солнечный ветер происходит из открытых структур магнитного поля в короне, ускоряясь вдоль силовых трубок. Их основаниями являются области, известные как корональные дыры (КД), в которых температура и плотность ниже, чем в фоновой короне. В [5] обнаружили существенную обратную корреляцию между скоростью СВ и радиальным расширением *fs* магнитных силовых трубок, которое рассчитывалось из модели потенциального поля с поверхностью источника (PFSS) в короне для каждой точки поверхности источника *P* по соотношению

$$f_s = (R_\Theta / R_S)^2 \left[B^P(R_\Theta) / B^P(R_s) \right], \quad (1)$$

где $B^P(R_\odot)$ и $B^P(R_s)$ – напряженности магнитного поля на поверхности Солнца и на поверхности источника в точках, связанных между собой в одной и той же силовой линией. В развитие этой работы в [6] предложили эмпирическую функцию для связи *fs* со скоростью солнечного ветра, которая была включена в модель, известную как WSA, которая нашла применение в практике прогнозирования космической погоды. Предложенная в [6] в более общем виде эмпирическая функция, выражается в форме:

$$V(f_s, \theta_b) = 265 + \frac{1.5}{(1+f_s)^p} \left\{ a - be^{-(\theta_b/\theta_0)^q} \right\}^k \ \mathrm{km\,s^{-1}}, \quad (2)$$

где f_s и θ_b вычисляются из модели PFSS, θ_0 – пространственное разрешение в модели p,q, k, a, b свободные коэффициенты, которые могут быть подобраны для наилучшего соответствия модели с наблюдениями. Эти коэффициенты зависят также от параметров телескопа. В нашем случае мы использовали p = 0.22, q = 1.5, k = 3.4, a = 6.08, b = 1.21.

Различные исходные данные могут давать различные экстраполяции корональных структур на фотосфере и поверхности источника, а также влиять на оценки параметров СВ вблизи Земли. На рис. 1, 2 приведены примеры результатов моделирования. На панели рис. 1(a) представлена синоптическая карта, которая обновляется ежедневно. На панели (b), показаны основания открытых силовых линий или вычисленные конфигурации КД.

Сравнение результатов моделирования с наблюдаемыми параметрами солнечного ветра

Период 2014–2015 гг. характеризуется относительно высокой активностью 24-го цикла активности. Поэтому влияние эруптивных процессов и солнечных вспышек на параметры солнечного ветра является существенным.

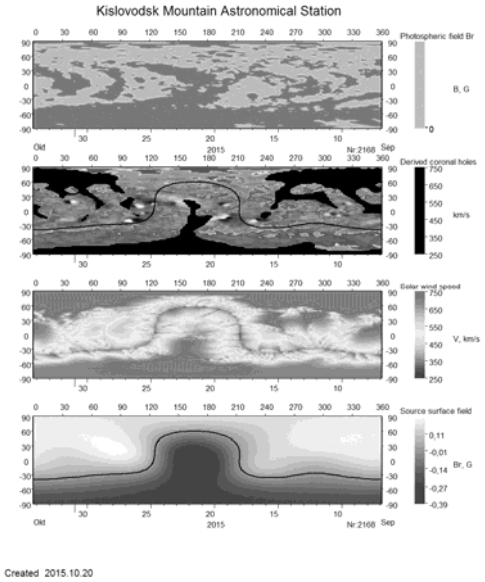


Рис. 1. Пример оперативных расчетов фотосферного магнитного поля, положения структур открытого магнитного поля, скорости солнечного ветра на поверхности источника и полярности магнитного поля на поверхности источника по данным Кисловодска.

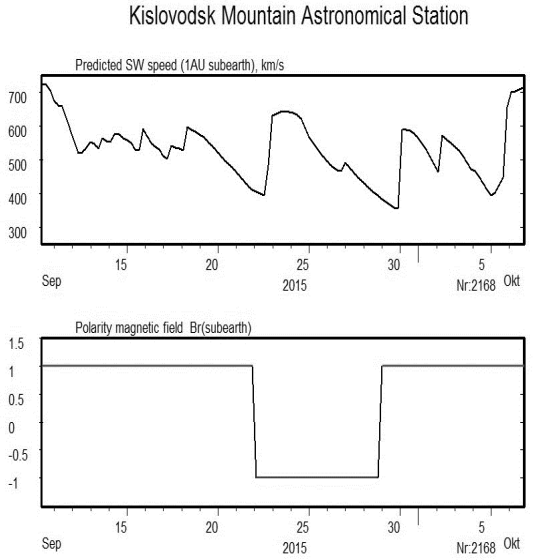


Рис. 2. Пример оперативного расчета скорости солнечного ветра и полярности магнитного поля по данным Кисловодска.

В данной модели прогноза влияние этих процессов не учитывается. Тем не менее в отдельные периоды корреляция между рассчитанными и измеренными значениями оказывается существенной. На рис. 3 представлен график сравнения данных измерений скорости СВ на спутнике ACE и рассчитанных значений для лета 2015 г. Можно отметить, что основные пики скорости видны на обоих видах данных.

Выводы

В данной работе представлены результаты моделирования параметров солнечного ветра по данным наблюдений телескопа СТОП, установленного в Кисловодске, за период июль 2014 – сентябрь 2015 гг. Телескоп предназначен для измерения крупномасштабных магнитных полей с малой ошибкой измерения. На основе данных ежедневных наблюдений разработаны методы и компьютерные модели для восстановления коронального магнитного поля в рамках модели PFSS и расчет параметров солнечного ветра в рамках эмпирической модели WSA.

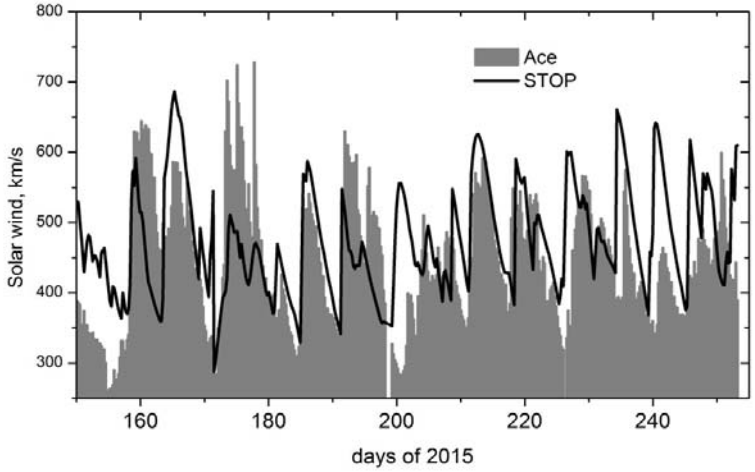


Рис. 3. Сравнение данных измеренных значений скорости солнечного ветра на спутнике ACE в точке L1 с рассчитанными значениями.

Проведено сравнение результатов моделирования с данными наблюдений вблизи орбиты Земли. В целом моделируемые значения скорости СВ имеют существенную корреляцию с данными наблюдений, за исключением периодов повышенной вспышечной активности.

Таким образом, данные магнитографа СТОП могут быть использованы для оперативного прогноза скорости солнечного ветра, полярности межпланетного магнитного поля и геомагнитной активности, контролируемой этими параметрами.

Работа выполнена при поддержке Росгидромета – Договор № 10/ГФ/Н-08, РФФИ и РНФ 15-12-20001.

Литература

1. *Пудовкин М.И., Зайцева С.А., Понявин Д.И. и др.* Физические основы и некоторые результаты прогнозирования геомагнитной активности по наблюдениям солнечных магнитных полей // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца, Вып. 79, с. 3–24, 1988.
2. *Понявин Д.И., Пудовкин М.И.* К прогнозу геомагнитной активности по магнитным полям на Солнце // Геомагнетизм и аэрономия, т. 28, № 4, с. 695–698, 1988.
3. *Пещеров В.С., Григорьев В.М. и др.* Солнечный телескоп оперативных прогнозов нового поколения // Автометрия, том 49, № 6, с. 62–69, 2013.
4. *Tlatov A.G., Dormidontov, D.V., Kirpichev R.V. et al.* Study of some characteristics of largescale solar magnetic fields during the global field polarity reversal according to the Kislovodsk Observations // Geomagnetism and Aeronomy, 54, 2015, 961–968.
5. *Wang, Y.M., Sheeley, N.R. Jr.* Solar wind speed and coronal flux-tube expansion // Astrophys. J. 355; 726–732, 1990.
6. *Arge, C.N., Pizzo, V.J.* Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates // J. Geophys. Res. 105, 10465–10480, 2000.
7. *Arge, C.N., Luhmann, J.G., Odstrcil, D. et al.* Stream structure and coronal sources of the solar wind during the May 12th, 1997 CME // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 66, 1295–1309, 2004.

ЖЕСТКОСТИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ В ПЕРИОД ГЕОМАГНИТНОЙ БУРИ В МАРТЕ 2012 г. И ИХ СВЯЗЬ С ПАРАМЕТРАМИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ММП

Тясто М.И.[1], Данилова О.А.[1], Сдобнов В.Е.[2]
[1]*Санкт-Петербургский филиал ФГБУН Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, Санкт-Петербург*
[2]*ФГБУН Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск*

COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITIES DURING THE GEOMAGNETIC STORM OF MARCH 2012 AND THEIR RELATION WITH INTERPLANETARY PARAMETERS

Tyasto M.I.[1], Danilova O.A.[1], Sdobnov V.E.[2]
[1]*St-Petersburg Filial of IZMIRAN*
[2]*Institute of Solar-Terrestrial Physics SO RAN*

Theoretical vertical geomagnetic cosmic ray (CR) cutoff rigidities were calculated by the CR particle trajectory tracing method in the magnetic field of the Tsyganenko's disturbed magnetosphere model Ts01. By using the spectrographic global survey method, experimental cutoff rigidities were determined on the basis of the data of the worldwide neutron monitor network. The theoretical and experimental cutoff rigidity changes that occurred during the geomagnetic storm of 7–11 March 2012 were compared. This geomagnetic storm period was characterized by the solar wind velocity >700 km/s and Dst = –143 nT. A joint analysis of the theoretical and experimental cutoff rigidity time variations was carried out.

Введение

Магнитосфера постоянно испытывает воздействие солнечного ветра и, соответственно, меняется вместе с изменениями его свойств. Жесткости геомагнитного обрезания космических лучей (геомагнитные пороги) являются основным фактором, регулирующим приход частиц космических лучей в данную точку на земной поверхности или внутри магнитосферы.

Климатические изменения последних десятилетий заставляют искать механизмы влияния различных факторов космической погоды на погоду и климат. Одним из важных факторов, определяющих космическую погоду, являются космические лучи (КЛ). Изменения потоков КЛ определяют ионизацию атмосферы, которая связана с такими атмосферными процессами, как, например, образование облачности, гроз, тропических ураганов.

Вариации потоков КЛ в магнитосфере во время магнитосферных возмущений обусловлены в основном изменениями жесткости геомагнитного [1–2] обрезания (геомагнитных порогов) КЛ и их асимптотических направлений прихода в заданную точку магнитосферы.

Теоретические геомагнитные пороги обычно определяют методом расчета траекторий заряженных частиц КЛ в модельном магнитном поле

[2]. Метод спектрографической глобальной съемки позволяет разделить наблюдаемые вариации КЛ на внемагнитосферную и магнитосферную части и определить жесткости геомагнитного обрезания на базе исходных экспериментальных данных, полученных на мировой сети станций КЛ [3].

Целью данной работы является исследование геомагнитных порогов в период сильного возмущения в межпланетной среде и магнитосфере 7–11 марта 2012 г.

Методы, результаты и обсуждение

Мы рассчитали теоретические геомагнитные пороги (жесткости геомагнитного обрезания) космических лучей в магнитном поле эмпирической модели магнитосферы Ts01 [4–5] для станций ESOI, Алматы, Иркутск, Москва, пороговые жесткости которых в спокойное время охватывают область от ~10 до 2 ГВ. Выбор модели Ts01 для расчетов основан на том, что модель TS01 описывает среднюю магнитосферу в отличие от эмпирической модели Ts04, описывающей крупномасштабные временные изменения магнитного поля. Как показало сравнение геомагнитных порогов для бури в ноябре 2003 г., рассчитанных в магнитных полях TS01 и Ts04 с экспериментальными порогами, модель Ts01 оказалась ближе к реальности, чем модель Ts04 [6–7].

Во время исследуемого периода максимальная скорость потока солнечного ветра наблюдалась 9 марта (726 км/с). Dst-вариация в этот период достигла минимума (Dst = –143). Плотность потока солнечного ветра максимальна была 8 марта (16,9 $см^{-3}$) в момент резкого повышения Dst-вариации до +40, затем резко упала, повышаясь только к концу бури.

На рис. 1 приведены теоретические жесткости геомагнитного обрезания ($\Delta R_{эф}$ 01 – кружки) и экспериментальные ($\Delta R_{СГС}$ – крестики) в период 7–11 марта 2012 г. Внизу на рис. 1 приведены вариации Dst- и Кр-индексов геомагнитного поля, плотность Nsw и скорость Vsw солнечного ветра. Расчеты вариаций геомагнитных порогов проведены по отношению к средним жесткостям, рассчитанным на 8 января 2012 (ESOI – 10.13, Алматы – 6.09, Иркутск – 3,15 и Москва –2,08 ГВ).

Максимальное снижение экспериментальных и теоретических геомагнитных порогов на всех станциях наблюдается во время минимума Dst 9 марта в полдень. Кроме того, на ст. Иркутск и Москва наблюдается небольшое падение порогов в начале бури (7-го марта) во время скачка плотности N солнечного ветра.

На рис. 2 и 3 представлены диаграммы корреляционных соотношений изменений ЖГО $\Delta R_{эф}$ и $\Delta R_{СГС}$ с Dst-вариацией, межпланетными параметрами и между собой. Прежде всего, следует отметить, что корреляция между $\Delta R_{эф}$ и $\Delta R_{СГС}$ составляет ~0,5–0,6. Кроме того наблюдается довольно хорошая корреляция $\boldsymbol{\Delta R_{эф}}$ с Dst-вариацией (0,9–0,8) и с Bz (0.65) для всех станций. Коэффициенты корреляции $\Delta R_{эф}$ с By и скоростью солнеч-

ного ветра V невысоки и не превышают 0,4. Меньше всего коэффициент корреляции с плотностью солнечного ветра (< 0,1).

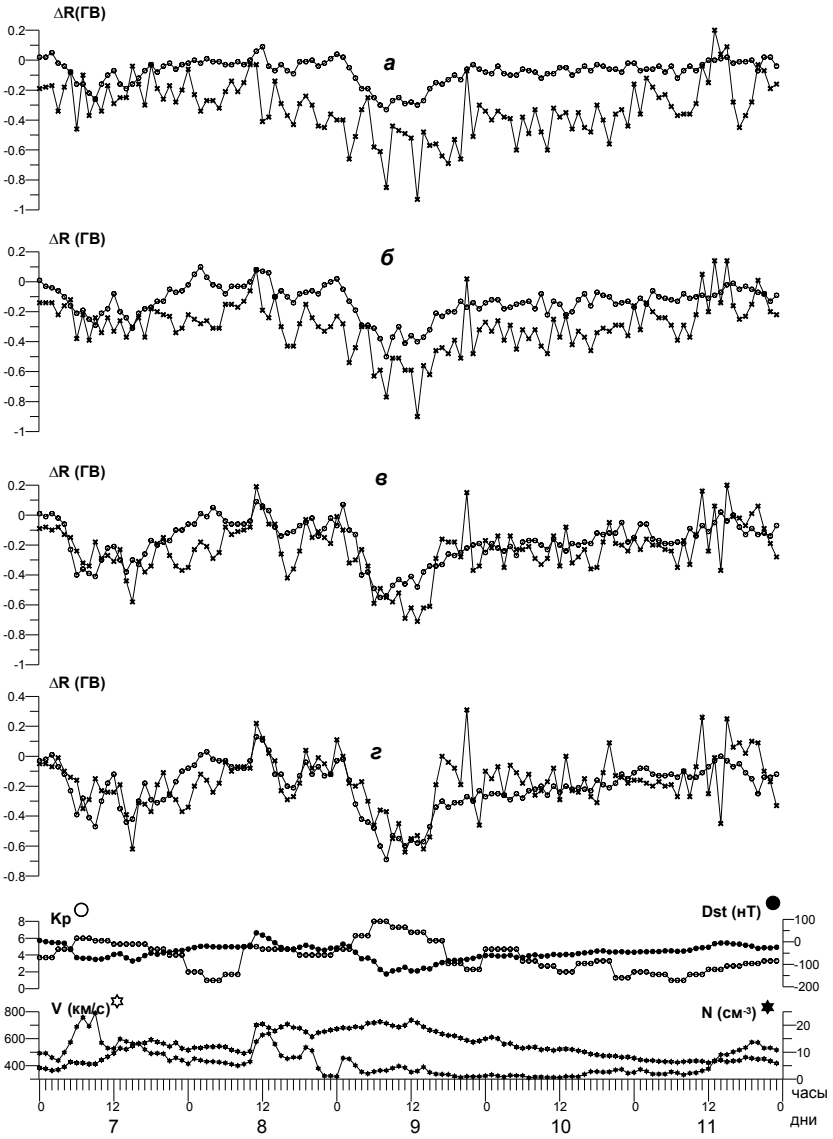


Рис.1. Жесткости обрезания космических лучей в период бури 7–11.03.2012 ($\Delta R_{эф}$ – кружки, $\Delta R_{СГС}$ – крестики, а – ESOI, б – Алматы, в – Иркутск, г – Москва).

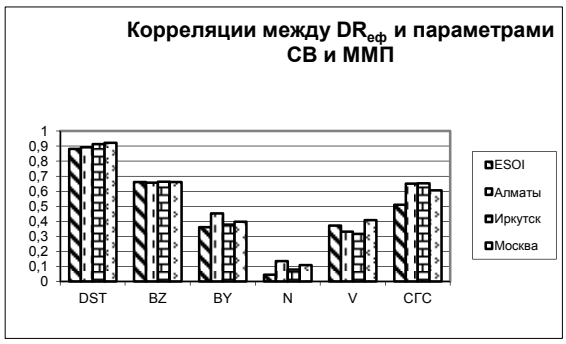


Рис. 2. Корреляции $\Delta R_{эф}$ с $\Delta R_{СГС}$, Dst и параметрами солнечного ветра.

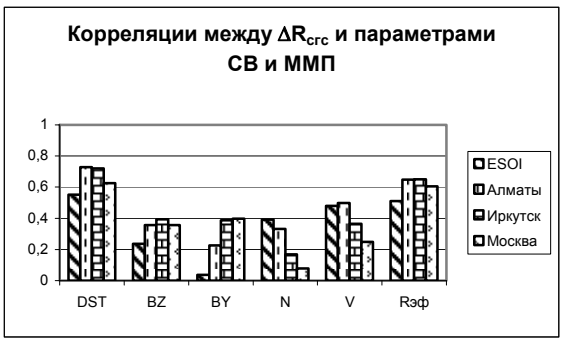


Рис. 3. Корреляции $\Delta R_{СГС}$ с $\Delta R_{эф}$, Dst и параметрами солнечного ветра.

Из рис. 3 видно, что коэффициенты корреляции для $\Delta R_{СГС}$ несколько ниже, чем соответствующие коэффициенты для теоретических жесткостей обрезания космических лучей, особенно корреляции $\Delta R_{СГС}$ с компонентой Bz, коэффициент которой падает с 0,7 до 0,3. Самой высокой корреляцией на рис. 3 является корреляция между $\Delta R_{сгс}$ и Dst, ее величина ~0,7.

Выводы

Изменения теоретических геомагнитных порогов $\Delta R_{эф}$ хорошо коррелируют с Dst вариацией на всех рассмотренных станциях (0,8–0,9), в то время как корреляция экспериментальных геомагнитных порогов с Dst-вариацией несколько ниже.

Корреляционная связь между Bz и $\Delta R_{эф}$ довольно высокая (~0,65), однако связь между Bz и $\Delta R_{СГС}$ значительно ниже (0,3–0,4).

Сильные различия между экспериментальными и теоретическими порогами и плохая корреляция между ними, видимо, обусловлена сложным поведением параметров во время бури, т.к. теоретические пороги рассчитываются исходя из параметров ММП. Этот вопрос нуждается в дальнейшем исследовании.

Литература

1. *Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е.* // Изв. РАН, 2011,сер. физ., Т. 75, № 6, 875–877.
2. *Дорман Л.И. и др.* // Эффективные жесткости обрезания космических лучей. М.: Наука, 1972, 400 с.
3. *Dvornikov V.M. and Sdobnov V.E.*, 2002 // Int. J. Geomagn. Aeron., V. 3, No 3, 217–228.
4. *Tsyganenko N.A.*, 2002, // J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1176, doi:10.1029/2001JA000220
5. *Tsyganenko N.A.*, 2002, // J. Geophys. Res., 107, No. A8, 1179, doi:10.1029/2001JA000219
6. *M.I. Tyasto, O.A. Danilova, N.G. Ptitsyna, V.E. Sdobnov* // Journal of Advances in Space Research, 2013, V.51, № 7, pp.1230–1237. http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2012.10.025
7. *Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е.* Теоретические и экспериментальные жесткости обрезания космических лучей в период геомагнитной бури в сентябре 2005 г. // Труды XVIII конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2014», 2014. СПб, с. 427–430.

ВАРИАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ВОЗНИКНОВЕНИЕ КВМ, СВЯЗАННОГО С ЭРУПЦИЕЙ ВОЛОКНА

Файнштейн В.Г., Егоров Я.И., Руденко Г.В., Анфиногентов С.А.
ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, Россия

VARIATIONS IN THE SOLAR MAGNETIC FIELD ACCOMPANYING EMERGENCE OF A CME ASSOCIATED WITH FILAMENT ERUPTION

Fainshtein V.G., Egorov Y.I., Rudenko G.V., Anfinogentov S.A.
ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia

Vector photosheric magnetic field measurements by SDO/HMI are used to study variations in the solar magnetic field in an active region accompanying emergence of the June 7, 2011 CME associated with filament eruption and solar flare. We analyze variations in the modulus of the magnetic induction vector B, radial field component Br, as well as in an angle α between the magnetic field direction and radial direction from the solar center. We consider variations in the magnetic field in four areas of the active region where the modulus of the magnetic induction vector drastically changed before and after concurrent flare and main acceleration of eruptive filament and in two areas where magnetic induction did not change with time. The areas are situated close to the feet of eruptive filament, in the vicinity of a filament channel, at the flare center. We establish that the event was preceded with surfacing of a new magnetic flux in several areas. In one area, the polarity of a surfacing flux is favorable to magnetic field line reconnection with the ambient field. At the center of the flare, there appeared a sharp increase in the transverse field component after the beginning of the event. We reveal that the angle α decreases with different rate several hours before the beginning of the event in all the areas examined, except for the flare region.

1. Введение

Считается, что солнечные эрупции (эруптивные волокна (ЭВ), корональные выбросы массы (КВМ)) и связанные с ними вспышки сопровождаются трансформацией магнитного поля в области эрупции, которые, в конечном итоге, и приводят к выбросу этих структур [1]. Часто ЭВ и/или возникновение КВМ, а также сопровождающие их вспышки связывают со всплытием нового магнитного потока (НМП) [1–2]. В некоторых случаях эрупции и вспышки связывают с исчезновением поля (flux cancellation) [3]. Хороший обзор литературы, затрагивающей роль НМП и исчезновения поля в возникновении эрупций, можно найти в работе [4]. Тем не менее, в ряде работ сделан вывод, что всплытие НМП не является единственным условием для возникновения эрупции [5].

Таким образом, до сих пор не удалось установить, каковы необходимые и достаточные трансформации магнитного поля, которые могут быть триггером эрупций и сопровождать эрупции в процессе их реализаций и

после завершения. Возможно, что для отдельных групп структур, подверженных эрупции, такие трансформации существенно различаются.

В настоящей работе для одного КВМ, сопровождающегося ЭВ и вспышкой, приводятся первые результаты изучения изменений магнитного поля в пределах активной области, в которой возникли эти эрупции и вспышка, на основе нового подхода.

2. Данные и методы их анализа

Исследована динамика магнитного поля, сопровождающая КВМ, зарегистрированный 7 июня 2011 г., и связанных с ним ЭВ и вспышку.

Характеристики магнитного поля находились с использованием векторных измерений поля инструментом SDO/HMI (http://hmi.stanford.edu/). Размер пикселя регистрирующей матрицы инструмента ≈0.5″, шаг по времени между ближайшими изображениями 12 минут. При этом для получения корректных данных для всех компонентов поля должна быть решена проблема π – неопределенности направления поперечной компоненты поля. В нашей работе эта проблема решалась с помощью метода, предложенного в работе [6]. Для этого метода характерна повышенная скорость и точность решения проблемы, а также возможность его использования вблизи лимба.

Для анализа использовались характеристики поля в пределах прямоугольников с размером стороны 3–5 угловых секунд и в течение времени ≈ 30 часов до начала события и несколько часов после начала. Анализировались следующие характеристики магнитного поля в таких прямоугольниках: среднее значение модуля магнитной индукции B и радиальной компоненты поля Br, а также минимальный α_{min} и средний угол $<\alpha>$ между направлением поля и радиальным направлением из центра Солнца. Практически величина α находилась из соотношения: $\cos(\alpha) = |Br|/B$. Здесь Br и B – радиальная компонента и модуль магнитной индукции в точке измерения поля. Величина Br находилась с помощью соотношения, включающего измеряемые величины: B, угол δ между направлением поля и лучом зрения и азимут – угол ψ, измеряемый в плоскости неба против часовой стрелки между направлением столбцов массива ПЗС-матрицы и проекцией вектора поля на эту плоскость.

Некоторые анализировавшиеся участки активной области представляли собой небольшие пятна (поры). Положение пятен определялись по изображениям Солнца, полученным в континууме инструментом SDO/HMI.

Мы использовали новый подход к анализу вариаций магнитного поля, сопровождающих эрупции и вспышку. Анализ изменения поля проводился в участках активной области (АО), в которых наблюдалось резкое изменение хода модуля поля в момент начала события. Эти участки дополнялись участками, в которых практически не было изменений B в пределах 30 часов до начала события и нескольких часов после.

3. Результаты

Мы предполагаем, что новые сведения о роли вариаций магнитного поля в генерации, особенностях и последствиях солнечных эрупций можно получить, анализирую изменения со временем различных характеристик поля в местах, где резко меняется поведение модуля магнитной индукции B до и после начала события. Это начало мы характеризуем моментом времени начала вспышки, близким к началу эрупции волокна. Измерение поля производилось в участках АО, разнесенных по широте и долготе через 10 угловых секунд. На рис. 1 показаны примеры таких изменений поля. На правой панели рисунка показан случай отсутствия заметного изменения B до и после начала эрупций. Вертикальной чертой отмечено начало события.

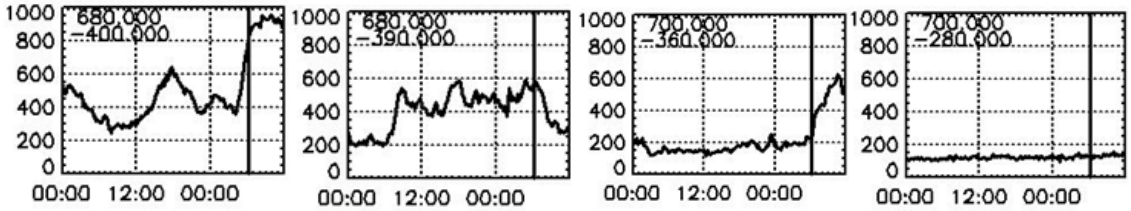


Рис. 1.

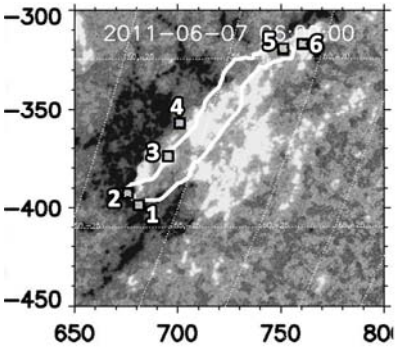


Рис. 2.

На рис. 2 белой линией показано ЭВ в начальный момент эрупции по наблюдениям в линии 304 Å, наложенное на распределение радиальной компоненты магнитной индукции. Рядом с осями указаны координаты в угловых секундах из центра солнечного диска. Прямоугольниками с цифрами отмечены места, в которых находились характеристики магнитного поля.

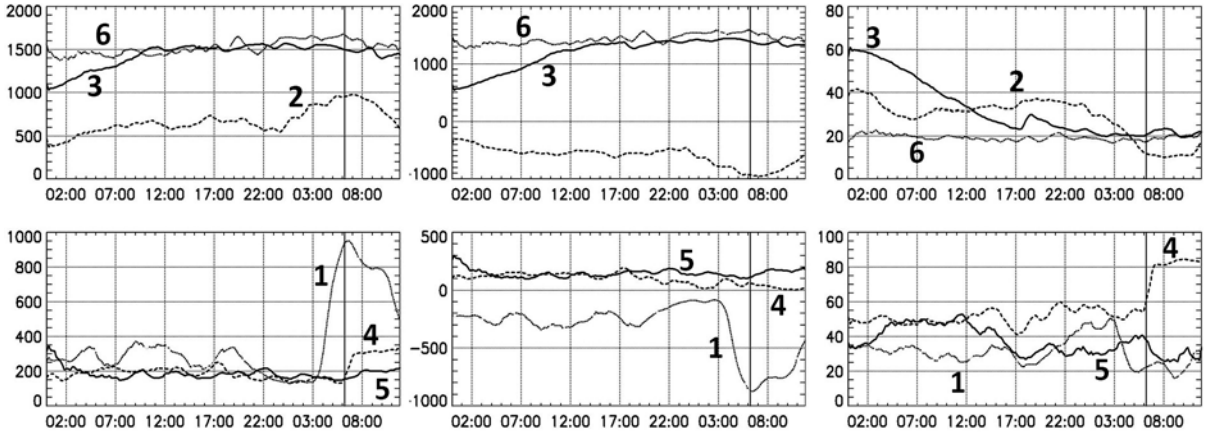


Рис. 3.

На рис. 3 показаны изменения со временем B, Br, α_{min} и $<\alpha>$ в выделенных участках. Участок № 1 – геометрический центр вспышки, № 2 – место, где за 4 часа до события возникла пора, № 3 – № 4 – маленькие пятна (по-видимому, поры) вблизи ног ЭВ, № 5 – маленькое пятно на границе

канала волокна, № 6 – место, где поле слабо менялось по величине. Кратко отметим обнаруженные изменения параметров поля в этих участках. В участке № 1 формирование поры сопровождалось ростом B и |Br<0| до начала события и уменьшением поля после начала. Полярность поля в поре благоприятствует магнитному пересоединению, которое может быть причиной вспышки и ЭВ. Во всех пятнах № 3 – № 5 на разных масштабах времени и на разную величину значения B и |Br| растут до начала события, а после начала события – уменьшаются. Таким образом, до начала события магнитный поток возрастает в значительной части АО, но сильнее всего в окрестности восточной ноги волокна. Это, а также рождение поры свидетельствует о всплытии перед началом события крупномасштабных участков НМП. В центральной области вспышки перед ее началом наблюдается слабое уменьшение B, заметное уменьшение |Br| и резкое увеличение B после начала события. Это означает, что здесь резко возрастает поперечная компонента поля.

Мы впервые провели анализ изменения со временем углов наклона силовых линий поля в области ЭВ и возникновения КВМ до и после начала события. Оказалось, что во всех рассмотренных участках, кроме центральной области вспышки, на разных масштабах времени перед началом вспышки уменьшаются углы α_{min} и $<\alpha>$, а после события эти углы слабо меняются. Особенно отчетливо это наблюдается для углов α_{min}. Другими словами, силовые линии поля за несколько часов до начала события становятся более радиальными, и остаются такими в течение нескольких часов после начала события. Частично уменьшение углов до начала события можно объяснить длящимся иногда до нескольких часов медленным подъемом волокна. В центральной области вспышки углы после начала события возрастают. Это связано с увеличением здесь поперечной компоненты поля и уменьшением радиальной компоненты. Такое поведение поля было ранее предсказано в работе [7].

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

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-02-01077.

Литература

1. *Chen P.F.* Living Rev. Solar Phys., 2011, 8, 1.
2. *Feynman J., Martin S.F.* JGR, 1995, 100, 3355.
3. *Sterling A.C., Chifor C., Mason H.E., Moore R.L., Young P.R.* Astron. Astrophys., 2010, 521, id.A49, 14 pp.
4. *Louis R. E., Kliem B, Ravindra B., Chintzoglou G.* Solar Phys., 2015, DOI: 10.1007/s11207-015-0726-8.
5. *Zhang Y., Zhang M., Zhang H.* Solar Phys., 2008, 250, 75.
6. *Rudenko G.V., Anfinogentov S.A.* Solar Physics, 2014, 289, 1499.
7. *Hudson H.S., Fisher G.H., Welsch B.T.* Subsurface and Atmospheric Influences on Solar Activity ASP Conference Series, 2008, 383, 221.

КИНЕМАТИКА КВМ И СВЯЗАННЫХ УДАРНЫХ ВОЛН ПО ДАННЫМ LASCO: СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ

Файнштейн В.Г.[1], Пичуев В.А.[1], Егоров Я.И.[1], Загайнова Ю.С.[2]
[1]*ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, Россия*
[2]*ИЗМИРАН, г. Москва, Троицк, Россия*

KINEMATICS OF A CME AND ASSOCIATED SHOCK WAVES AS DEDUCED FROM LASCO DATA: COMPARATIVE ANALYSIS

Fainshtein V.G.[1], Pichuev V.A.[1], Egorov Y.I.[1], Zagainova Iu.S.[2]
[1]*ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia*
[2]*IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia*

A fast coronal mass ejection (CME) can be divided into a CME body and associated shock wave (SW), as well as shocked plasma between them. This paper compares kinematic characteristics (position and velocity) of fast CME bodies and associated shock waves by SOHO/LASCO-C2, C3 coronographs for two coronal mass ejection types: limb CME and halo CME. The former case reflects a forward motion of the coronal mass ejection, as well as its expansion. The latter case shows that the CME kinematic characteristics are primarily determined by its expansion. Using ≪Ice cream cone model≫ for CME, we also compare kinematic characteristics of the halo CME body and associated shock wave in 3D space. For all the three CME groups, we have shown that on average the distance between the CME body and SW increases, and difference of their velocities decreases as the CME moves away from the Sun. The latter means that SW velocity decreases with distance (time) more rapidly than the velocity of a CME body.

1. Введение

На изображениях быстрых КВМ в поле зрения коронографов SOHO/LASCO C2, C3 можно выделить тело КВМ (ТКВМ) и связанную ударную волну (УВ). Кинематика ТКВМ и связанной с ним УВ определяется несколькими факторами (силами, приводящими ТКВМ в движение, характеристиками окружающего солнечного ветра, амплитудой УВ и др.), которые в конечном итоге обуславливают различный характер движения этих двух структур. Для события 13.06.2010 анализ движения ТКВМ и УВ на начальном этапе их движения сразу после формирования этих структур показал заметное различие между зависимостями от расстояния их положения и скорости [1]. О том, как соотносятся кинематические характеристики ТКВМ и УВ на больших расстояниях от поверхности Солнца известно мало. Это невозможно выяснить, используя данные каталогов КВМ, зарегистрированных в поле зрения коронографов SOHO/LASCO (например, http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/), т.к. в них приводятся кинематические характеристики самой быстрой особенности КВМ. Но для медленных КВМ – это граница ТКВМ, а для быстрых КВМ – это УВ. В ряде работ

анализировалась зависимость от расстояния отношения разности положений ТКВМ и УВ к радиусу ТКВМ [3].

В данной работе сопоставлены положение и скорость тел быстрых КВМ и связанных с ними ударных волн в поле зрения коронографов LASCO C2, C3 для лимбовых КВМ и КВМ типа гало (ГКВМ). В первом случае кинематика КВМ отражает как поступательное движение выброса массы, так и его расширение. Во втором случае кинематические характеристики КВМ определяются преимущественно его расширением. Используя ≪Ice cream cone model≫ КВМ [2], мы также сравнили кинематические характеристики тела КВМ типа гало и связанной с ним ударной волны в 3-х мерном пространстве.

2. Данные и методы их исследования

Для анализа были отобраны 11 лимбовых КВМ и 11 КВМ типа гало с линейной скоростью самой быстрой особенности выброса массы V > 1500 км/с (по данным сайта http://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/halo.html), зарегистрированных в период 1998–2005 гг.; 2012 г.; 2014 г. Источники лимбовых КВМ располагались в пределах 30° относительно лимба. Такие КВМ движутся под относительно небольшими углами к плоскости неба. Источники гало КВМ располагались в пределах 30° относительно центра солнечного диска. Такие КВМ движутся под сравнительно небольшими углами к оси Солнце – Земля. В качестве оценки положения источника КВМ использовалось положение связанной с КВМ вспышки.

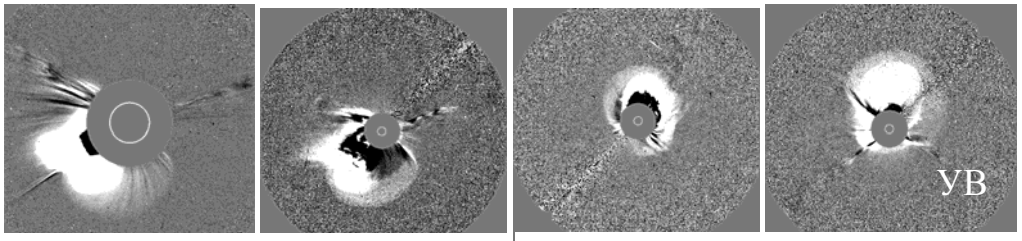
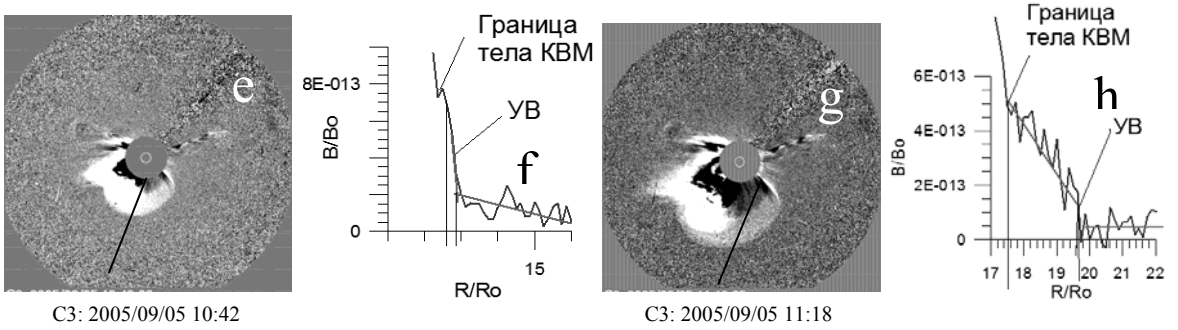


Рис. 1. a, b – лимбовые КВМ; c, d – ГКВМ.



Стрелками указаны границы ТКВМ и УВ; e, g – изображения КВМ в поле зрения LASCO C3 для двух моментов времени с указанными прямыми линиями направления сканирования яркости; f, h – сканы яркости в эти моменты времени.

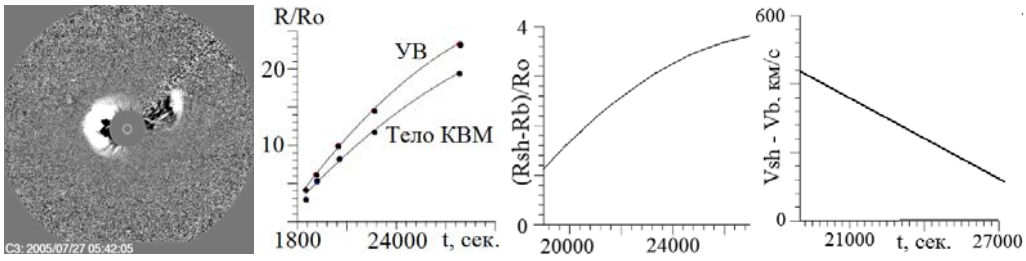
Использовались два способа нахождения границы тела КВМ и УВ КВМ в поле зрения LASCO C2, C3: визуально по изображениям короны (рис. 1a–d) и с использованием сканов яркости разностных изображений короны (рис. 1 e–h).

Указанные на рис. 1(a–c) границы разреженных областей яркости и скачки яркости на рисунках f, h считаются бесстолкновительными ударными волнами, т.к. их скорости превышают суммарную скорость быстрого магнитного звука и окружающего солнечного ветра, а толщина скачка яркости много меньше длины свободного пробега частиц корональной плазмы и близка к пространственному разрешению коронографов LASCO.

Для нахождения трехмерных параметров ГКВМ мы использовали метод, предложенный в работе [2]. Согласно этой работе корональный выброс массы представляется в виде конуса с вершиной в центре Солнца, опирающегося на часть сферической поверхности радиусом, равным длине образующей конуса («Ice cream cone» модель).

3. Результаты

На рис. 2 и 4 показаны примеры лимбового и гало КВМ (левая панель), а также зависимости от времени для этих выбросов массы положений тела КВМ и УВ (2-я слева панель) и разности положений и скорости этих структур (3-я и 4-я панели). Время отсчитывается от момента первого появления КВМ в поле зрения LASCO C2. На рис. 3, 5 приведены аналогичные зависимости от времени (первые 3 панели слева) для всех событий из каждой группы КВМ, а также зависимость разности скоростей ТКВМ и УВ от положения тела КВМ.



C3: 2005/07/27 05:42

Рис. 2. Лимбовый КВМ, зарегистрированный 27.07.2005.

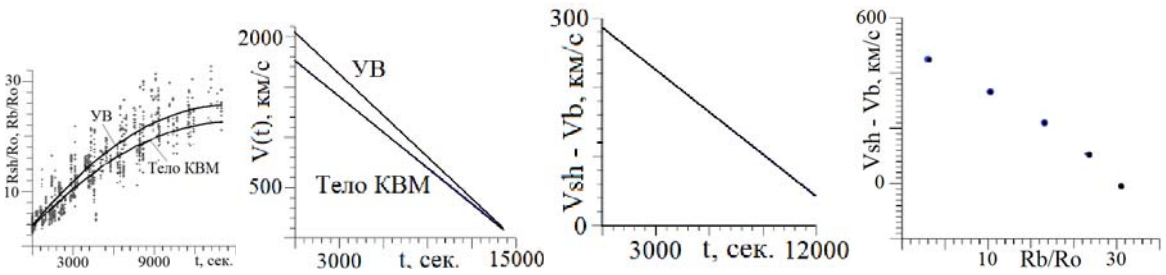
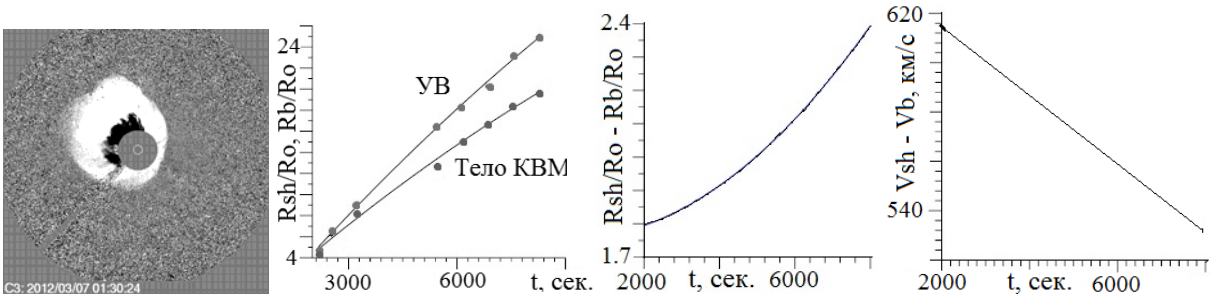


Рис. 3. Все лимбовые КВМ.



C3: 2012/03/07 01:30

Рис. 4. Гало КВМ 07.03.2012.

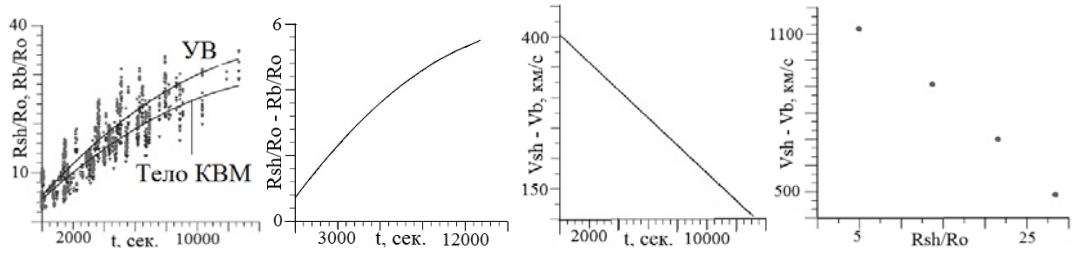


Рис. 5. Все гало КВМ.

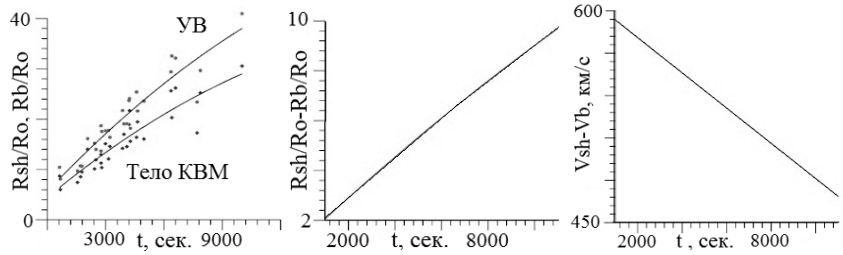


Рис. 6. Положения и скорости ГКВМ в трехмерном пространстве.

Основные выводы, следующие из анализа показанных на рис. 2–6 зависимостей таковы: 1). Как для лимбовых КВМ, так и для КВМ типа гало скорость тела КВМ меньше скорости ударной волны и в среднем обе скорости уменьшаются со временем (расстоянием). Это приводит к тому, что разность положений УВ и ТКВМ увеличивается со временем. При этом скорость УВ уменьшается со временем быстрее, чем скорость ТКВМ, что приводит к уменьшению разности скоростей двух структур со временем. 2). Быстрота изменения со временем (расстоянием) скорости как ТКВМ, так и УВ больше у КВМ типа гало по сравнению с лимбовым КВМ. 3). Поведение кинематических характеристик КВМ типа гало в 3-х мерном пространстве характеризуется такими же закономерностями, как лимбовые КВМ и ГКВМ в поле зрения коронографов LASCO C2 и C3 (см. п. 1).

Авторы благодарят команду LASCO за возможность свободного использования данных коронографов.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 15-02-01077.

Литература

1. *Fainshtein V.G., Egorov Y.I.* AdSR, 2015, 55, 798.
2. *Xue X.H., C.B. Wang, Dou X.K.* J. G. R., 2005, 110, A08103.
3. *Gopalswamy N., Yashiro S.* Ap. J. Let., 2011, 736, L17.

ВЛИЯНИЕ РАДИАЛЬНЫХ БМЗ КОЛЕБАНИЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ МИКРОВОЛНОВОГО И ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ

Филатов Л.В.[1], Мельников В.Ф.[2], Кудрявцев И.В.[2,3]
[1]*Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижний Новгород*
[2]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*
[3]*Физико-технический институт РАН им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург*

EFFECT OF SAUSAGE OSCILLATIONS ON CHARACTERISTICS OF MICROWAVE AND HARD X-RAY EMISSION OF A FLARE LOOP

Filatov L.V.[1], Melnikov V.F.[2], Kudryavtsev I.V.[2,3]
[1]*Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod*
[2]*Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg*
[3]*Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg*

In this article, a new effect important for the modulation of gyrosynchrotron and hard X-ray/gamma-ray emission is taken into account. The effect is associated with the modulation of nonthermal electrons number density produced by sausage mode oscillations in a flaring loop.

Введение

Широко известно явление модуляции эффективности гиросинхротронного (ГС) микроволнового излучения нетепловых электронов быстрыми магнито-звуковыми (БМЗ) волнами, возникающей из-за колебаний магнитного поля в петле по величине и направлению [1–4]. В петлях с плотной плазмой учитывают влияние колебаний плотности плазмы, обусловленное эффектом Разина [3–5]. Известно также влияние БМЗ волн на интенсивность жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) нетепловых электронов, высыпание которых из вспышечной петли модулируется колебаниями раствора конуса потерь во время их непрерывной инжекции [6]. Однако до последнего времени не было исследовано влияние БМЗ волн на микроволновое, ЖР и гамма излучения с учетом кинетики нетепловых электронов во вспышечных петлях. Впервые такое исследование проведено в [7] в приложении к ГС излучению. Его результатом явилось обнаружение не учитываемого ранее эффекта, связанного с периодическим перераспределением вдоль петли концентрации захваченных в ловушку энергичных электронов. Перераспределение вызвано изменением положения точек отражения этих электронов из-за локального увеличения/уменьшения магнитного поля.

Цель настоящей работы – провести численное моделирование модуляции интенсивности микроволнового, жесткого рентгеновского и гамма излучения на основе подхода, развитого в [7]. Решение нестационарного

кинетического уравнения Фоккера-Планка будет проведено с учетом: а) потерь энергии электронами и их рассеяние по питч-углам при кулоновских столкновениях с частицами фоновой плазмы; б) отражения электронов от магнитных пробок; в) бетатронного ускорения/замедления [8], вызванного поперечным сжатием/растяжением магнитного поля при радиальных БМЗ колебаниях.

Результаты моделирования

Начальные и граничные условия для решения кинетического уравнения, а также параметры инжекции выбраны такими же, как в работе [7]. Инжекция электронов происходит изотропно в вершине симметричной магнитной петли (ловушки), концы которой отстоят от вершины на расстоянии $l = 2.95\times10^9$ см. На стационарное поле петли наложено слабое переменное поле в форме стоячей волны сжатия, аналогичной радиальной (“sausage”) моде БМЗ волны:

$$B(t,s) = \left[B_0 + (B_1 - B_0)\cdot Sin^2\left(\frac{\pi}{2}\cdot\frac{s}{l}\right)\right]\cdot\left[1+\Delta\cdot Sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)\cdot Sin\left(\frac{k\pi}{2}(1-\frac{s}{l})\right)\right],$$

$$n(t,s) = \left[n_0 \exp\left(\cdot\left(\frac{s}{l}\right)^4 \ln\frac{n_1}{n_o}\right)\right]\cdot\left[1+\Delta\cdot Sin\left(\frac{2\pi}{T}t\right)\cdot Sin\left(\frac{k\pi}{2}(1-\frac{s}{l})\right)\right].$$

Здесь $B_0 = 300\tilde{A}\tilde{n}, B_1 = 600\tilde{A}\tilde{n}$, соответственно, минимальное значение стационарного поля в вершине петли $s = 0$ и максимальное в неподвижных основаниях $s = \pm l$. Аналогично, $n_0 = 1.0\mathring{A}10\tilde{n}\grave{i}^{-3}, n_1 = 1.0\mathring{A}13\tilde{n}\grave{i}^{-3}$ – значения плотности фоновой плазмы в вершине и основании петли. Параметр k – номер гармоники стоячей волны, а Δ ее амплитуда, а T – период. В данной статье мы ограничились рассмотрением основного тона волны $k = 1$ с периодом $T = 25c$ и амплитудой $\Delta = 0{,}1$. Такие колебания поля и плотности плазмы в петле связаны с изменением сечения магнитных силовых трубок составляющих ловушку и практически не изменяют их длины.

На рисунках 1–3 приведены результаты расчетов модуляции БМЗ колебаниями концентрации энергичных электронов, интенсивности микроволнового, жесткого рентгеновского и гамма излучения в различных местах магнитной петли. Характеристики этих излучений вычислены по найденной функции распределения электронов $f(t,s,\mu,E)$ на основе общих выражений для интенсивности излучения [9, 10].

На рис. 1 показано как колебания напряженности магнитного поля влияют на временные профили концентрации электронов в разных точках петли. Видно, что для электронов малых энергий (E = 54кэВ) колебания магнитного поля несущественны. Их концентрация, в силу больших кулоновских потерь, просто следует профилю инжекции. Для более энергичных, умеренно релятивистских (E = 575кэВ), электронов кулоновские потери менее значимы и их распределения зависит от поля в петле и от его

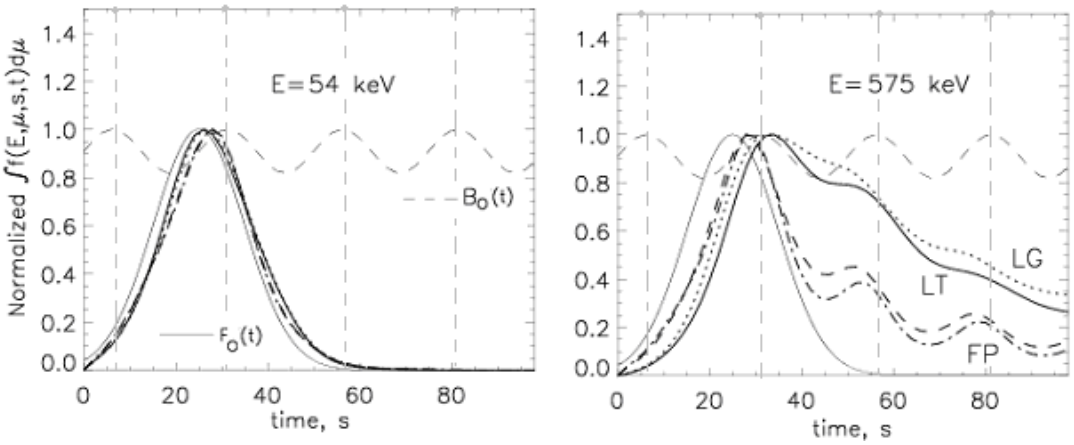


Рис. 1. Нормированные временные профили концентрации энергичных электронов проинтегрированные по косинусу питч-угла μ для энергии 54 кэВ (*левая панель*) и энергии 575 кэВ (*правая панель*) в различных точках петли: в вершине LT, $s = -3*10^7$ см; ноге LG, $s = 1.54*10^9$ см; основании FP, $s = 2.95*10^9$ см. Показаны также нормированные на единицу профиль инжекции в вершине петли (тонкая сплошная линия) и вариации магнитного поля в вершине петли (тонкая штриховая линия).

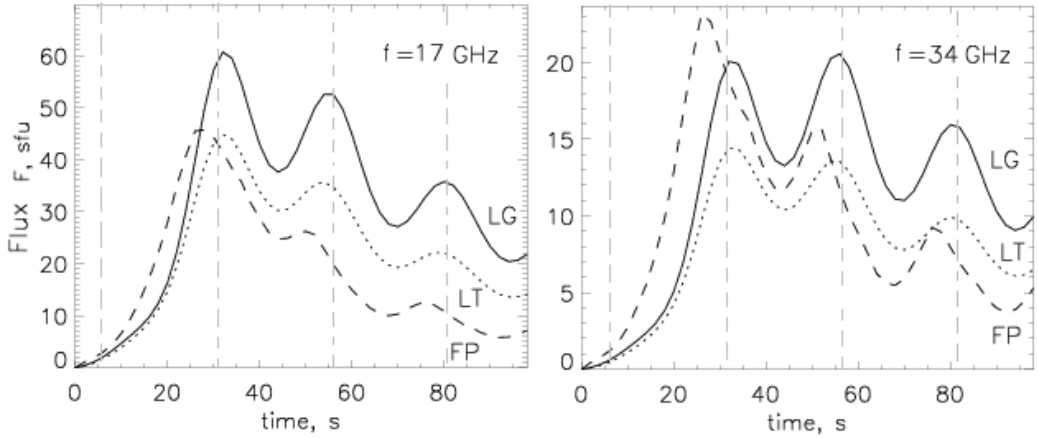


Рис. 2. Временные профили интенсивности ГС-излучения на частотах 17 ГГц (*левая панель*) и 34 ГГц (*правая панель*) для различных точек петли: вершины LT, $s = -3*10^7$ см; ноги LG, $s = 1.54*10^9$ см; основания FP, $s = 2.95*10^9$ см. Моменты максимальных значений магнитного поля отмечены вертикальными штриховыми линями.

модуляции. В целом, колебания концентрации умеренно релятивистских электронов происходят синхронно с магнитным полем. Амплитуда модуляции электронов вблизи оснований петли более выражена, а её максимумы наступают несколько раньше максимумов магнитного поля.

Особенности перераспределения электронов в магнитном поле петли сказываются на характере их излучения в микроволновом, рентгеновском и гамма излучении. На рис. 2 и 3 показано как колебания напряженности магнитного поля влияют на интенсивность ГС излучения на частотах 17 и 34 ГГц и на интенсивность ЖРИ (E = 54 кэв) и гамма излучения (E = 575 кэВ) в разных точках петли.

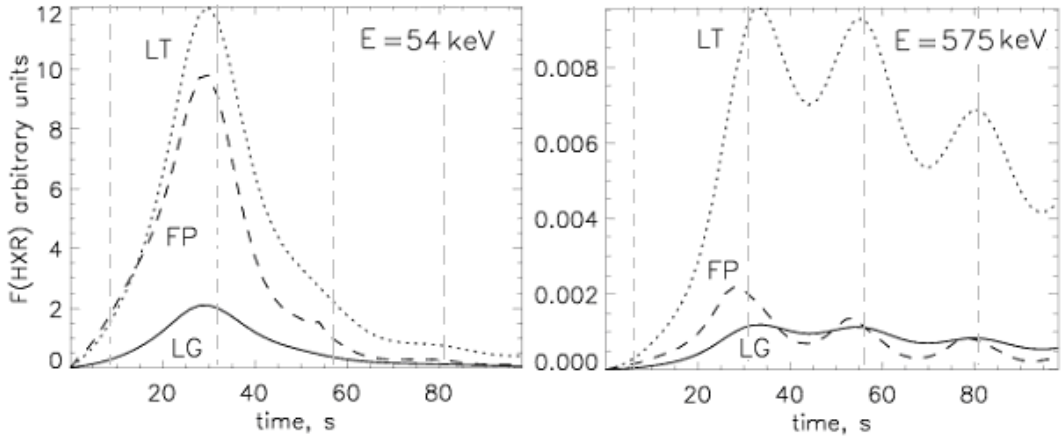


Рис. 3. Временные профили интенсивности жесткого рентгеновского излучения на энергиях квантов 54 кэВ (*левая панель*) и 574 кэВ (*правая панель*) для тех же точек петли LT, LG и FP, что и на рис. 1 и 2.

Видно, что вблизи оснований петли, где амплитуда колебаний поля мала для основного тона радиальных БМЗ волн, изменения интенсивности ГС излучения весьма существенны в силу именно вариации распределения концентрации умеренно релятивистских электронов по длине петли (рис. 2). Аналогичные периодические вариации наблюдаются и в интенсивности гамма излучения, которое так же, как и ГС излучение, генерируется умеренно релятивистскими электронами (рис. 3 справа). Причем колебания происходят в фазе с вариациями концентрации электронов. Отметим также опережение по фазе излучения из оснований петли относительно излучения из вершины. Жесткое рентгеновское излучение определяется электронами малой энергии и их торможением в плотной плазме. Поэтому, аналогично низкоэнергичным электронам, амплитуда модуляция ЖРИ на энергиях квантов E = 54 кэВ очень мала (рис. 3, левая панель).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 14-02-00924, №13-02-00586.

Литература

1. *Melnikov V.F., Reznikova V.E., Shibasaki K., Nakariakov V.M.* Astron. Astrophys. 2005, V. 439, No.2, pp. 727–736.
2. *Копылова Ю.Г., Мельников А.В., Степанов А.В., Цап Ю.Т., Гольдварг Т.Б.* Письма в АЖ, 2007, т. 33, № 10, с. 792–800.
3. *Резникова В.Э., Мельников В.Ф., Су И.Н., Хуанг Г.Л.* АЖ, 2007, т. 84, с. 655–664.
4. *Reznikova, V.E.; Antolin, P.; Van Doorsselaere, T.* Astrophys. J, 2014, V. 785, 11 pp.
5. *Nakariakov V.M., Melnikov V.F.* Astron. & Astrophys. 2006, V. 446, pp. 1151–1156.
6. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* Письма в АЖ, 1982, т. 8, с. 132.
7. *Филатов Л.В., Мельников В.Ф.* Труды Пулковской конференции “Солнечная и солнечно-земная физика”, ГАО РАН, СПб, 2014, с. 439–442.
8. *Filatov L.V., Melnikov V.F., Gorbikov S.P.* Ge&Ae, 2013, V. 53, № 8, P. 1007–1012
9. *Fleishman G.D., Melnikov V.F.* Astrophys. J. 2003, V. 587. № 2. P. 823–835.
10. *Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E.* Thechnical Physics, 2012. V. 82 (10). P. 50.

МОРФОЛОГИЯ, ДИНАМИКА И ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ ПЕРЕД ВСПЫШКАМИ РЕНТГЕНОВСКОГО КЛАССА X

Фурсяк Ю.А.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Республика Крым, Россия

MORPHOLOGY, DYNAMICS AND FEATURES OF THE MAGNETIC CONFIGURATION OF ACTIVE REGIONS BEFORE X-CLASS SOLAR FLARES

Fursyak Yu.A.
Crimean Astrophysical Observatory of RAS, 298409, Nauchny, Crimea, Russia

We analyzed morphological and evolutionary characteristics of several active regions in the solar cycle 24, that launched at least two or more X-class flares. Transverse gradients of the longitudinal magnetic field, proper motions of sunspots, as well as features of the magnetic configuration of sunspot groups before the powerful flare were investigated. We used data from SDO/HMI (magnetic fields of active regions), X-ray flux data from the spacecraft GOES-15, and information about the magnetic fields of sunspots obtained from the Tower Solar Telescope TST-2 of the Crimean Astrophysical Observatory and the Mt. Wilson 150-foot Solar Telescope. We found that during at least 1–2 days before the launch of the first X-class flare, the magnetic gradient has to exceed the Severny's critical threshold of 0.1 G/km.

Вступление

В работе А.Б. Северного [1] проведено сравнение положения вспышек с особенностями магнитного поля. Установлено, что узлы вспышек располагаются вблизи линии раздела полярностей (ЛРП) или же совпадают с ней. В 1960 году [2] найдено, что мощные вспышки появляются в областях сложной магнитной полярности с высоким градиентом магнитного поля, где $\nabla B_{||} > 0.1$ Гс/км. Несколько позже было замечено, что пространственная ориентация ЛРП также может служить индикатором возникновения мощных вспышек. А.Н. Коваль [3] на основе анализа большого числа случаев было установлено, что вспышки балла ≥2 появляются в областях, где вся ЛРП или же отдельные ее участки располагаются параллельно экватору.

Задачей данной работы является грубая оценка градиентов продольного магнитного поля и движений отдельных пятен в областях с высокой вспышечной активностью (две и более вспышки рентгеновского класса X), находящихся на момент первой мощной вспышки в пределах ±65° от центра диска Солнца, а также исследование морфологических и эволюционных особенностей таких групп.

Результаты

В работе рассмотрены три активные области, которые соответствовали критериям, обозначенным в задаче. Особенности морфологии и эволюции этих областей более детально рассмотрены в ранее опубликованной работе [4].

NOAA AR11283. Группа начала активно развиваться с 4 сентября 2011 года, когда севернее пятен ведущей S-полярности начинает формироваться пятно полярности N. 5 сентября напряженность поля в формирующемся пятне достигает 1500 Гс, а 6 сентября – 2100 Гс. Выход нового потока сильно меняет пространственную ориентацию ЛРП и приводит к резкому росту градиента магнитного поля в этой области, что формирует условия для возникновения сильных вспышек. Первая вспышка класса X развивается более чем через 50 часов после момента, когда градиент поля превысил уровень 0.1 Гс/км (рис. 1).

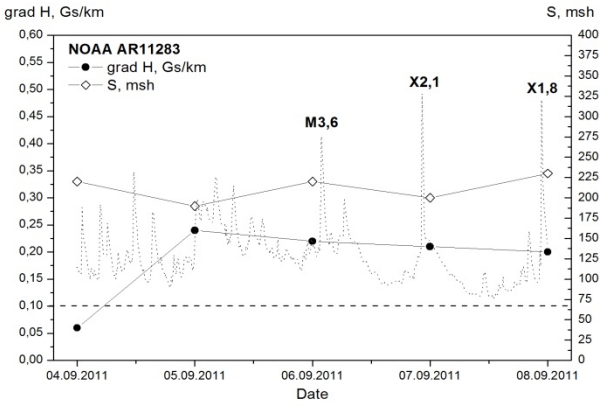


Рис. 1. Изменение градиента магнитного поля (кривая с точками) и общей площади группы (кривая с ромбиками) AR11283 с 04.09.2011 по 08.09.2011. Горизонтальная пунктирная линия – уровень 0.1 Гс/км; точечная кривая – поток рентгеновского излучения (данные GOES-15).

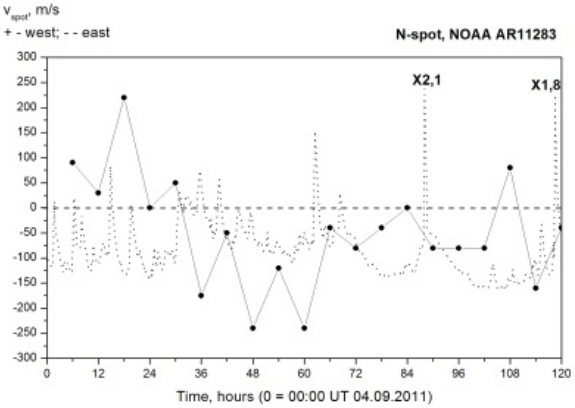


Рис. 2. Движение пятна N-полярности в области NOAA AR11283 с 04.09.2011 по 08.09.2011. Положительные значения скорости соответствуют движению в западном направлении, отрицательные – в восточном направлении.

Нам также удалось получить грубую оценку скорости движения пятна N-полярности за период с 04.09.2011 по 08.09.2011 включительно с интервалом в 6 часов (рис. 2). Появившись 4 сентября, пятно начинает движение в западном направлении со скоростью до 220 м/с. Направление движения изменяется после 06:00 UT 5 сентября. Пятно двигалось в противоположном, восточном направлении, со скоростями до 240 м/с. По-видимому, с быстрым движением пятна связано накопление энергии для последующих вспышек.

NOAA AR11429. Обращение полярностей в активной области, а также ее небольшая долготная протяженность может указывать на то, что группа выходила на поверхность в виде компактного закрученного маг-

нитного жгута с высоким градиентом магнитного поля. Как и следовало ожидать, группа являлась источником большого количества вспышек, две из которых имели рентгеновский класс X. Первой вспышке предшествовал 36–48-часовой интервал, когда градиент поля превышал уровень 0.1 Гс/км (рис. 3).

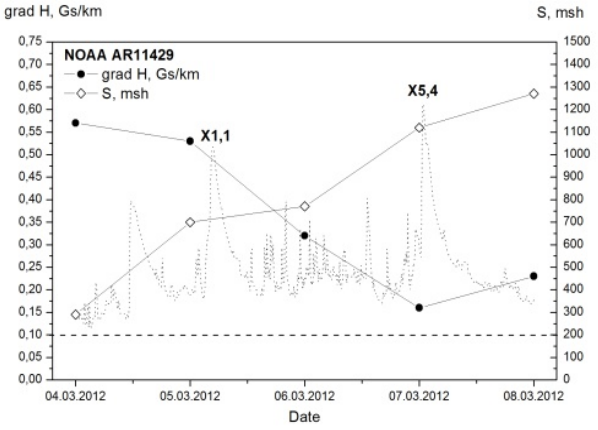


Рис. 3. Изменение градиента магнитного поля (кривая с точками) и общей площади группы (кривая с ромбиками) AR11429 с 04.03.2012 по 08.03.2012. Горизонтальная пунктирная линия – уровень 0.1 Гс/км; точечная кривая – поток рентгеновского излучения (данные GOES-15).

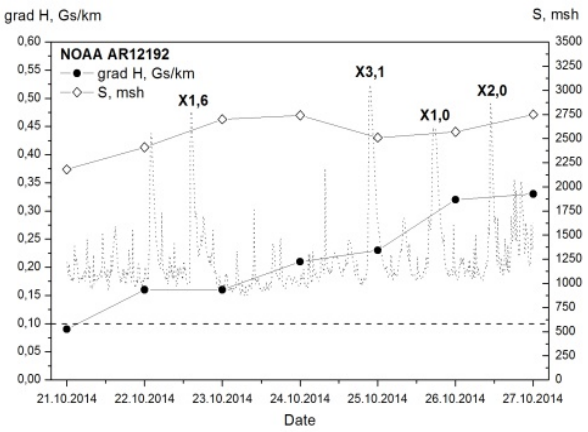


Рис. 4. Изменение градиента магнитного поля (кривая с точками) и общей площади группы (кривая с ромбиками) AR12192 с 21.10.2014 по 27.10.2014. Горизонтальная пунктирная линия – уровень 0.1 Гс/км; точечная кривая – поток рентгеновского излучения (данные GOES-15).

NOAA AR12192 являлась источником 6 вспышек рентгеновского класса X. Формирование 21–22 октября 2014 года пятна N-полярности в полутени существующих больших пятен полярности S привело к росту градиента магнитного поля и возникновению в области вспышки класса X1,6 22 октября в 14:05 UT. Два узла этой вспышки располагались в непосредственной близости от формирующейся δ-структуры. δ-конфигурация магнитного поля в активной области существовала и развивалась достаточно длительный срок (зафиксировано появление новых пятен N-полярности 25 и 26 октября 2014 года). Градиенты магнитного поля области показаны на рис. 4. Как видно из графика, вспышка класса X1,6 зафиксирована через 36-40 часов после превышения градиентом магнитного поля уровня 0.1 Гс/км.

NOAA AR11861 представлена в работе для сравнения с областями, в которых зафиксированы две и более вспышки рентгеновского класса X.

В отличие от предыдущих групп пятен, мощных вспышек в области AR11861 не наблюдалось. Превышение градиентом критического уровня зафиксировано лишь 12 октября 2013 года, что связано с формированием в центральной части группы δ-структуры, непродолжительное существование которой реализовалось в серию вспышек класса C (10 вспышек 11 октября и 8 вспышек – 12 октября 2013 года). Распад δ-структуры приводит к

значительному уменьшению градиента продольного магнитного поля и снижению вспышечной активности группы.

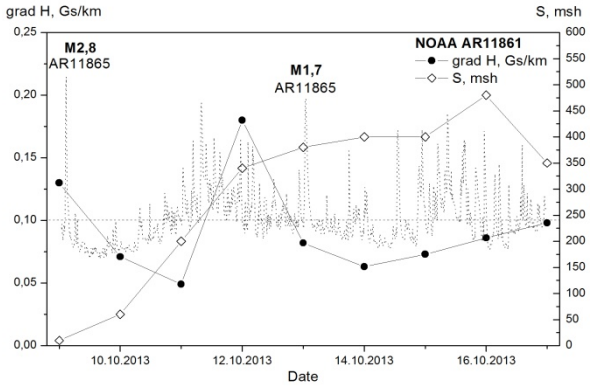


Рис. 5. Изменение градиента магнитного поля (кривая с точками) и общей площади группы (кривая с ромбиками) AR11861 с 09.10.2013 по 17.10.2013. Горизонтальная пунктирная линия – уровень 0,1 Гс/км; точечная кривая – поток рентгеновского излучения (данные GOES-15). Вспышки класса M (отмечены на графике) не связаны с активностью исследуемой области.

Выводы

1. Грубая оценка градиентов продольного магнитного поля для рассмотренных групп дает значения, превышающие найденные Северным критическое для возникновения мощных вспышек значение в 0.1 Гс/км.
2. Возникновение вспышек в исследуемых активных областях связано с выходами новых магнитных потоков, собственными движениями отдельных пятен, усилением градиентов продольного магнитного поля и изменением пространственной ориентации ЛРП.
3. Произведена грубая оценка движения пятна полярности N, возникшего севернее пятен ведущей S-полярности в области NOAA AR11283 в направлении восток – запад. Получены значения скорости движения пятна до 220 м/с в западном и до 240 м/с в восточном направлении.
4. Вспышки класса X были зафиксированы в случаях, когда значение градиента продольного магнитного поля превышало уровень 0.1 Гс/км на протяжении не менее 1–2 суток.
5. В рассмотренных группах представлены разные варианты поведения градиентов поля: для AR11283 характерным является практически неизменное значение градиента на протяжении нескольких дней, для AR11429 – уменьшение градиента поля, а для AR12192 – наоборот, его постоянный рост.

Литература

1. *Северный А.Б.* Изв. Крым. астрофиз. обс., 1958, Т. 19.
2. *Северный А.Б.* Изв. Крым. астрофиз. обс., 1960, Т. 22.
3. *Коваль А.Н.* Изв. Крым. астрофиз. обс., 1974, Т. 51.
4. *Фурсяк Ю.А.* Изв. Крым. астрофиз. обс., 2015, Т. 111.

НАГРЕВ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА И ПЕРЕНОС ВОЛНОВОЙ ЭНЕРГИИ В ТОНКИХ МАГНИТНЫХ ТРУБКАХ

Цап Ю.Т.[1,2], Копылова Ю.Г.[2]
[1]*НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория», Научный, Крым*
[2]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

SOLAR ATMOSPHERE HEATING AND WAVE ENERGY TRANSPORT IN THIN MAGNETIC FLUX TUBES

Tsap Yu.T.[1,2], Kopylova Yu.G.[2]
[1]*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea*
[2]*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

The waveguide properties for the eigen modes of the thin magnetic flux tubes in the lower solar atmosphere with the non-WKB limit are analyzed. The group velocity, cutoff frequency, and growth rate of wave amplitude with height are considered. The magnetic flux tubes can effectively transport the mechanical energy of convective motions from the photosphere to the corona via the sausage and torsion waves. The problem of the solar atmosphere heating is discussed.

Введение

В настоящее время считается, что за рост температуры в верхней атмосфере Солнца с высотой могут быть ответственны либо магнитогидродинамические волны, генерируемые конвективными движениями плазмы, либо квазистационарные электрические токи. Поскольку формирование миллионов мелкомасштабных токовых слоев выглядит довольно экзотичным, то первый подход представляется более привлекательным. Между тем он также сопряжен с трудностями. Фотосферная плазма в сотни миллионов раз плотнее корональной, поэтому чрезвычайно остро встает вопрос об эффективной передаче механической энергии конвективных движений в верхние слои солнечной атмосферы посредством магнитогидродинамических волн. Последние должны испытывать сильное отражение, а также быстро диссипировать из-за значительного увеличения их амплитуды с высотой. Однако, как считается, эту проблему можно решить, если принять во внимание волноводные свойства магнитных трубок. Между тем вопрос о правомерности данного утверждения до сих пор детально не рассматривался.

В представленной работе мы ограничимся анализом собственных мод тонких магнитных трубок с периодами T_p, близкими к частоте акустической отсечки ($T_p > 1$ мин), для описания которых ВКБ-приближение становится неприемлемым. Следует ожидать, что именно низкочастотные колебания доминируют в атмосфере Солнца [1]. При этом особое внимание мы уделим сравнению групповых скоростей.

Волноводные свойства тонких магнитных трубок

Прежде чем рассматривать волноводные свойства собственных МГД мод тонких магнитных трубок в цилиндрической системе координат, остановимся на сути используемого приближения.

Магнитную трубку мы будем считать тонкой, если ее характерные поперечные масштабы значительно меньше продольных. В частности, как возмущенные, так и невозмущенные величины $f(r,\varphi,z,t)$ внутри трубки можно представить виде ряда Тейлора (см. также [2])

$$f(r,\varphi,z,t) = f_0(0,\varphi,z,t) + f_1(r,\varphi,z,t) + f_2(r,\varphi,z,t) + \dots ,$$

где $f_n = r^n \partial^n f / \partial r^2$ и $f_{n+1}/f_n = \mu << 1$. При этом функция $f(r,\varphi,z,t)$ является медленно меняющейся как вдоль оси трубки, так и в азимутальном направлении, т.е.

$$\left|\frac{\partial f}{\partial r}\right| \sim \frac{1}{\mu}\left|\frac{\partial f}{\partial z}\right| \sim \frac{1}{\mu r}\left|\frac{\partial f}{\partial \varphi}\right| .$$

Характеризовать волноводные свойства вертикальных трубок мы будем с помощью следующих трех основных параметров: групповая скорость, частота отсечки и скорость роста амплитуды волн с высотой.

Моды типа перетяжек

Звуковые волны (*s*), а также моды типа перетяжек (сосисочные) тонких магнитных трубок (*T*) изучены наиболее обстоятельно. В соответствии с полученными ранее результатами в этом случае для этих мод возмущенная продольная скорость [3]

$$\delta V_{T,s} \propto \exp(-i\omega t + \Gamma_{s,T} z \pm i k_{s,T} z),\ k_{s,T} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_{s,T}^2} - \frac{\alpha_{s,T}}{H^2}},\ \Gamma_{s,T} = \begin{cases} 1/4H - sound; \\ 1/2H - sausage; \end{cases}$$

а групповая скорость

$$V_{G(s,T)} = c_{s,T}\sqrt{1 - \omega_{s,T}^2/\omega^2} ,$$

где

$$c_T = \frac{c_s}{\sqrt{1+\beta}},\ \alpha_{s,T} = \begin{cases} 1/4 - sound; \\ \dfrac{9}{16} - \dfrac{1}{2\gamma} + \beta^2 \dfrac{\gamma - 1}{\gamma^2} - sausage; \end{cases}$$

$\beta = c_s^2 / V_A^2$, γ – постоянная адиабаты. Откуда видно, что как групповые скорости (V_{Gs}, V_{GT}), так и частоты отсечки ($\omega_s = c_s/2H$, $\omega_T = \alpha c_T / H$) звуковых и сосисочных мод практически совпадают. Между тем скорость роста амплитуды с высотой для сосисочных мод $\Gamma_T = \Gamma_s/2$, а значит, они будут в меньшей степени подвержены нелинейным эффектам при распространении.

Необходимо также принять во внимание, что при $\beta << 1$ частота отсечки $\omega_T \propto \cos\theta$, где θ – угол отклонения оси трубки от вертикали [4]. Это бу-

дет также способствовать переносу волновой энергии в верхние слои солнечной атмосферы низкочастотными модами в областях с сильным магнитным полем.

Изгибные моды

Как правило, для описания изгибных мод привлекается приближение «упругой нити», которое не лишено серьезных недостатков. Например, Спруит [5] предполагал, что динамика магнитной трубки не зависит от газового давления и магнитного поля во внешней области, т.е. уравнение движения сводится к виду

$$(\rho_i + \rho_e)\frac{dV_\perp}{dt} = F_\perp ,$$

где ρ_i и ρ_e – плотность плазмы внутри и снаружи трубки, а $F_\perp$ – поперечная по отношению к оси трубки сила внутри трубки. На наш взгляд, такой подход нельзя считать достаточно обоснованным, поскольку $F_\perp$ не содержит сил, действующих на трубку снаружи. Спруит [5] не учел также влияние радиальной компоненты магнитного поля, которая может заметным образом сказываться на дисперсионных особенностях изгибных мод [6].

Учитывая сказанное выше, а также следуя Лопину и Нагорному [6], нами было получено (работа готовится к печати) следующее линеаризованное уравнение для изгибных мод

$$\frac{\partial^2 \delta V_r}{\partial z^2} - \frac{3}{4H}\frac{\partial \delta V_r}{\partial z} + \left(\frac{\omega^2}{c_{\mathrm{k}}^2} + \frac{1}{8H^2}\right)\delta V_r = 0, c_k = \frac{B}{\sqrt{4\pi(\rho_i + \rho_e)}},$$

решение которого можно представить в виде

$$\delta V_r = A\exp\left(-i\omega t + \frac{3}{4H}z \pm ikz\right), k = \sqrt{\frac{4\omega^2}{c_k^2} - \frac{1}{16H^2}}\,.$$

Откуда следует, что частота отсечки $\omega_k = c_k/8H$, тогда как согласно Спруиту [5]

$$\delta V_r = A\exp\left(i\omega t - \frac{1}{4}z/H \pm ikz\right), k = \sqrt{\frac{\omega^2}{c_k^2} - \frac{1}{16H^2}}, \omega_k = \frac{c_k}{4H}.$$

Сравнивая последние выражения, нетрудно заключить, что, в отличие от результатов работы Спруита [5], амплитуда волн с высотой не только не уменьшается, а, наоборот, быстро увеличивается, что будет приводить к их диссипации из-за нелинейных эффектов. Вследствие этого говорить о магнитных трубках как о волноводах применительно к изгибным модам не приходится.

Крутильные моды

Одно из фундаментальных свойств тонких магнитных трубок состоит в том, что внутри них альвеновская скорость постоянна. Это объясняется

тем, что плотность плазмы $\rho \propto \exp(-z/H)$, поэтому для изотермической атмосферы из условия равенства полного газового давления внутри и снаружи трубки следует, что $B \propto \exp(-z/2H)$, т.е. $V_A \propto B/\sqrt{\rho} = const$. Следовательно, амплитуда крутильных мод с высотой не меняется. Между тем в случае однородного магнитного поля поперечная компонента возмущенной скорости альвеновских волн $\delta V_\perp$ выражается через функции Ханкеля нулевого порядка [7], т.е.

$$\delta V_\perp = (a\mathrm{H}_0^{(1)}(\eta) + b\mathrm{H}_0^{(2)}(\eta))e^{-i\omega t},\ \eta = \frac{2\omega H}{V_A},$$

где a и b – константы. Принимая во внимание, что групповая скорость волн вдоль оси трубки $V_{GA} = F_z/W$, где $F_z = -B/8\pi\,\mathrm{Re}(\delta V^* \delta B)$ и $W = \rho/2\,|\delta V_\perp|^2 + |\delta B|^2/8\pi$ - усредненные по периоду плотности потока и энергии изгибных мод соответственно, а также уравнение индукции $\partial\delta B/\partial t = B\,\partial\delta V_\perp/\partial z\,B$, при $\eta << 1$ ($T_p >> 25$ с при H = 200 км и V_A = 100 км/с), нетрудно получить, что $V_{GA} \approx \pi\omega H << V_A$. Таким образом, перенос энергии крутильными модами тонких трубок должен происходить более эффективно, по крайней мере, в случае низкочастотных волн.

Выводы

Как следует из полученных результатов, в нижней атмосфере Солнца тонике магнитные трубки могут выполнять роль эффективных волноводов только для медленных магнитозвуковых и крутильных мод. Поскольку эти моды являются аналогом звуковых и альвеновских волн, то следует ожидать, что именно этим модам должен принадлежать определяющий вклад в нагреве верхней атмосферы Солнца. Вместе с тем нельзя исключать, что генерация магнитогидродинамических волн может происходить и в более высоких слоях атмосферы, что требует отдельного рассмотрения и выходит за рамки настоящей работы.

Работа выполнена при поддержке Международного Фонда Технологий и Инвестиций (проект 01/00515).

Литература

1. *Verth G., Jess, D.B.* 2015, eprint arXiv:1505.01155.
2. *Ferriz-Mas A., Schuessler M., Anton V.* 1989, Astron. Astrophys., 210, 425.
3. *Webb A.R.; Roberts B.* 1978, Solar Phys., 59, 249.
4. *Bel N., Leroy B.* 1977, Astron. Astrophys., 55, 239.
5. *Spruit, H.C.* 1981, Astron. Astrophys., 98, 155.
6. *Lopin I., Nagorny I.* 2013, Astrophys. J., 774, id. 121.
7. *Tsap Yu.T.,* 2006, IAUS 233, 253.

УСКОРЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И НАГРЕВ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ

Цап Ю.Т.[1,2], Моторина Г.Г.[2], Копылова Ю.Г.[2]
[1]*НИИ «Крымская астрофизическая обсерватория», Научный, Крым*
[2]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург*

ELECTRON ACCELERATION AND FLARE PLASMA HEATING OF CORONAL LOOPS

Tsap Yu.T.[1,2], Motorina G.G.[2], Kopylova Yu.G.[2]
[1]*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea*
[2]*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

The peculiarities of the SXR and HXR time profiles as well as the temperature and the emission measure of the 23 August 2005 (M3.0) and 9 November 2013 (C2.7) solar flares based on observations with RHESSI satellite are analysed. The dynamics of main parameters of the thermal coronal plasma was studied. The spectral index, integral flux, and low energy cutoff were found using the HXR spectrum fitting. It has been shown that the HXR peaks can be delayed with respect to the temperature ones. In terms of the energy balance and the relationship of HXR emission from the loop top and footpoints evidences in favor of an important role of the Joule dissipation and the electron acceleration in the chromosphere have been obtained.

Введение

В настоящее время для интерпретации вспышечных явлений привлекается стандартная модель солнечной вспышки. Считается, что ускорение заряженных частиц происходит в области вершины вспышечной петли. Энергичные электроны, распространяясь вдоль магнитных силовых линий, «высыпаются» в области ее оснований, вызывая генерацию жесткого рентгеновского излучения и нагрев хромосферы. Горячее ($> 10^7$ К) хромосферное вещество заполняет петлю и высвечивается в ультрафиолетовом и мягком рентгеновском диапазонах. Следовательно, в рамках стандартной модели ускоренные электроны должны оказывать значительное, если не определяющее влияние на температуру горячей рентгеновской плазмы.

Оценки показывают, что для некоторых событий описанный выше сценарий хорошо согласуется с наблюдениями [1–3]. Вместе с тем иногда пики температуры горячей корональной плазмы, вплоть до нескольких минут, могут опережать пики жесткого рентгеновского излучения [4]. Это свидетельствует о важной роли тепловых механизмов энерговыделения, исследованию которых, в частности, и посвящена настоящая работа.

Размерностные соотношения и нагрев вспышечных петель

Нагрев корональной вспышечной плазмы ускоренными электронами может происходить как вследствие «испарения» горячего хромосферного вещества, так и в результате термализации ускоренных электронов непосредственно в короне. Чтобы оценить эффективность нетеплового нагрева, рассмотрим скорость энергетических потерь петли, которая, в первую очередь, определяются электронной теплопроводностью.

Характерное время теплопроводных потерь горячей корональной плазмы можно представить следующим образом

$$\tau_{cond} = \frac{3nk\ T}{4\kappa T^{7/2}/L^2},$$

где n – концентрация электронов, T – температура плазмы, L – длина корональной петли, k – постоянная Больцмана, $\kappa = 10^{-6}$ эрг см$^{-1}$ с$^{-1}$ K$^{-7/2}$ – коэффициент теплопроводности.

Результаты расчетов времени τ_{cond} для различных значений n представлены на рис. 1 слева. Видно, что величина τ_{cond} даже в случае достаточно горячей плазмы превосходит несколько секунд.

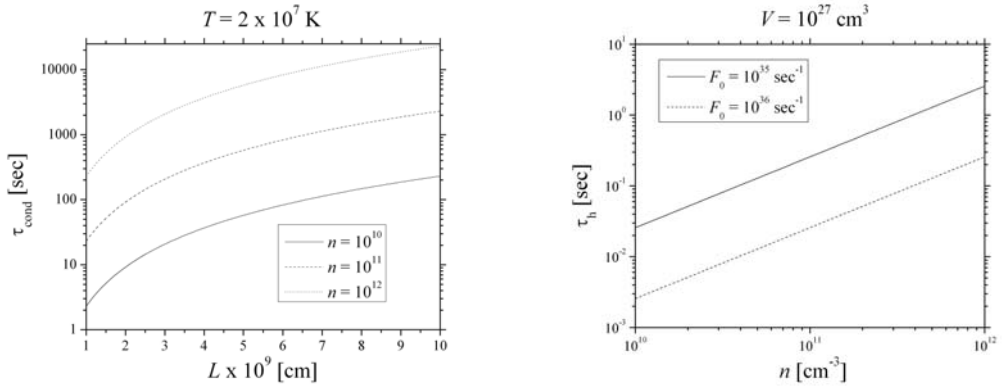


Рис. 1. *Слева*: зависимость характерного времени потерь тепловой энергии τ_{cond} корональной петли длины L при различных значениях концентрации электронов n. *Справа*: характерное время нагрева плазмы τ_h объемом V интегральным потоком ускоренных электронов F_0.

Максимальную мощность энерговыделения пучка электронов P, высвобождаемую в объеме V из-за столкновений с частицами фоновой плазмы, можно оценить с помощью соотношения: $P \approx F_0 E_c$, где F_0 и E_c – интегральный поток и нижний предел энергии электронов. Как следует из рис. 1 справа, характерное время нагрева вспышечной плазмы $\tau_{cond} = 3nkTV/P$ для принятых значений (E_c = 20 кэВ, n = 10^{11} см$^{-3}$, V = 10^{27} см^3) может происходить чрезвычайно быстро, за доли секунды. При этом необходимо подчеркнуть,

что ускоренные электроны даже в корональной части вспышечных петель должны испытывать сильное торможение. В частности, электроны термализуются в короне, если их энергия меньше [1, 7].

$$E_{loop} \approx 10\sqrt{N_{19}/\mu}\,,$$

где $N_{19} = 10^{-19} nL/2$, μ – питч-угол. В частности, для $nL = 6\times10^{19}$ см$^{-2}$, $\mu = 0.5$ получим $E_{loop} = 25$ кэВ. Найденная оценка свидетельствует о возможности эффективного нагрева ускоренными электронами вспышечной плазмы в ходе их распространения из вершины арки к основаниям.

Вспышечные события 23.08.2005 и 09.11.2013

Рассмотрим динамику тепловой и нетепловой плазмы на примере двух хорошо изученных вспышечных событий [5-7].

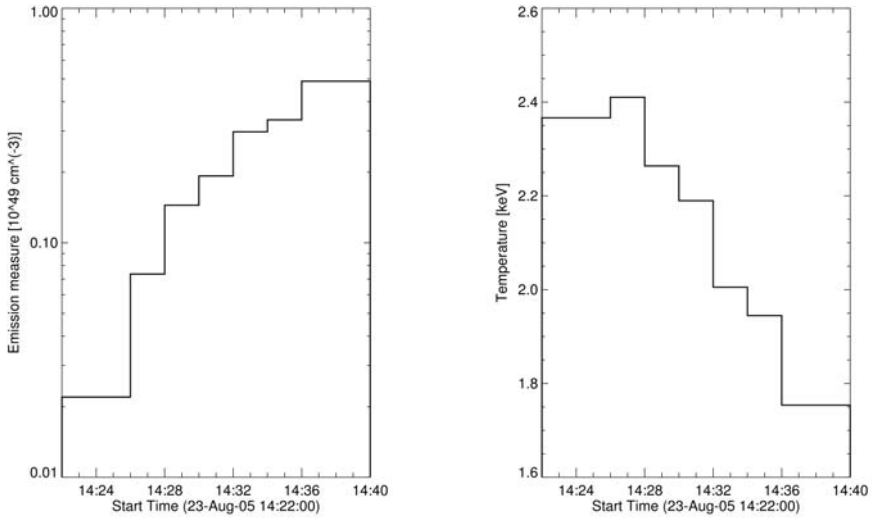


Рис. 2. Временные профили меры эмиссии (*слева*) и температуры (*справа*) тепловой плазмы вспышечного события 23.08.2005 по наблюдениям на RHESSI.

Лимбовая вспышка 23.08.2005 рентгеновского класса M 3.0 подробно описана в работе [5]. Она интересна тем, что, несмотря на слабые изменения потока ускоренных электронов, температура вспышечной плазмы уменьшалась со временем (рис. 2). При этом задержка между соответствующими пиками температуры и меры эмиссии составила более 10 минут. Если принять, следуя [5] и нашим оценкам, в момент первого максимума жесткого рентгеновского излучения (14:25 UT) температуру $T = 2\times10^7 K$, объем $V = 10^{27}$ см^3, продольный размер петли (источника) $L = 10^9$ см, интегральный поток электронов $F_0 = 10^{35}$ с$^{-1}$ и нижний предел их энергии $E_C = 30$ кэВ, получим, что характерное время теплопроводных потерь $\tau_{cond} << \tau_h$. Следовательно, ускоренные электроны не могут обеспечить нагрев корональной плазмы. Это указывает на важную роль других механизмов энерговыделения, в частности, джоулеву диссипацию электрических токов.

Событие 09.11.2013 рентгеновского класса C 2.7, имевшего место на диске Солнца, отличало мощное жесткое рентгеновское излучение в центральном источнике, которое доминировало в отдельные моменты времени [6,7]. Используя соотношение для потоков жесткого рентгеновского излучения от оснований I_{fp} петли и всего источника I_{tot} [1]

$$R = \frac{I_{fp}}{I_{tot}} = \frac{\delta - 2}{2} B\left(\frac{1}{1 + (\varepsilon / E_{loop})^2}, \frac{\delta - 2}{2}, \frac{1}{2} \right) \left(\frac{\varepsilon}{E_{loop}} \right)^{\delta - 2},$$

и полагая $\delta = 5$, $\varepsilon/E_{loop} = 2$ [7], получим $R \approx 0.1$, что противоречит наблюдениям [6, 7]. По нашему мнению, это свидетельствует об эффективном ускорении электронов не только в короне, но и хромосфере Солнца.

Выводы

Сформулируем основные результаты:

1. Джоулева диссипация электрических токов способна вносить определяющий вклад в нагрев вспышечных петель.
2. Эффективное энерговыделение и ускорение электронов может происходить как в короне, так и в хромосфере Солнца.
3. Существует несколько механизмов (сценариев) вспышечного энерговыделения.

Работа выполнена при поддержке Международного Фонда Технологий и Инвестиций (проект 01/00515).

Литература

1. *Veronig A.M., Brown, J.C.* 2004, Astrophys. J., 603, L117.
2. *Siarkowski M., Falewicz R., Rudawy P.* 2009, Astrophys. J., 705, L143.
3. *Falewicz R.* 2014, Astrophys. J., 789, id. 71.
4. *Sui L., Holman G.D., Dennis B.R.* 2005, Astrophys. J., 626, 1102.
5. *Jeffrey N.L.S., Kontar E.P.* 2013, Astrophys. J., 766, 75.
6. *Simões P.J.A., Graham D.R., Fletcher L.* 2015, Astrophys. J., 577, id.A68.
7. *Simões P.J.A., Graham D.R., Fletcher L.* 2015, Solar Phys., arXiv:1505.03384.

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР И ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Шабалин А.Н.[1], Чариков Ю.Е.[1,2]
[1]ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
[2]СПбГПУ, Санкт-Петербург

THE INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD FLUCTUATIONS OF A LOOP FLARE ON THE ENERGY SPECTRUM AND SPATIAL DISTRIBUTION OF HARD X-RAYS

Shabalin A.N[1]., Charikov Yu.E.[1,2]
[1]Ioffe Physico-technikal Institute of RAS, St. Petersburg
[2] St. Petersburg State Polytechnical University, St. Petersburg

It is shown that turbulent pitch-angle scattering leads to increasing of Hard X-Ray intensity predominantly in loop's footpoints for isotropic initial electron source and contrary strengthening at looptop for anisotropic beams for $\delta B/B = 10^{-3}$.

Современные наблюдения в жестком рентгеновском излучении (ЖРИ) с высоким пространственным разрешением 5″–15″ в диапазоне энергий квантов 20 кэВ –2 МэВ позволяют получать изображения источников во время солнечных вспышек [1]. В распределении рентгеновской яркости обнаруживаются дискретные источники, локализация которых отчетливо выявляется только для лимбовых вспышек. Источники ЖРИ ассоциируются с основаниями и вершиной магнитных петель в ряде вспышек. При этом структура магнитного поля восстанавливается либо по магнитограммам MDI либо модельным образом. Моделирование процессов распространения ускоренных электронов вдоль петли магнитного поля и их тормозного излучения позволяет проводить сравнение расчетных распределений ЖРИ с наблюдаемыми. Согласование результатов моделирования с наблюдениями позволяет, в принципе, получить ограничения на функцию распределения ускоренных электронов, на их угловое и энергетическое распределения. В данной работе особое внимание уделено влиянию процесса рассеяния ускоренных электронов на магнитных неоднородностях, которые могут иметь место в структуре магнитного поля вспышечной петли. Общая постановка задачи кинетики электронов в плазме со сходящимся к основаниям петли магнитным полем впервые была сформулирована в [2].

Кинетика ускоренных электронов во вспышечных петлях

Уравнение Фоккера-Планка запишем в виде [2–7]:

$$\frac{\lambda_0}{c\beta}\frac{\partial f}{\partial t} = -\lambda_0\mu\frac{\partial f}{\partial s} + \lambda_0\frac{\partial \ln(B)}{\partial s}\frac{\partial}{\partial \mu}\left[\frac{\left(1-\mu^2\right)}{2}f\right] + \frac{1}{\beta}\frac{\partial}{\partial E}\left(\frac{f}{\beta}\right) + \frac{1}{\beta^4\gamma^2}\frac{\partial}{\partial \mu}\left[\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial f}{\partial \mu}\right] +$$
$$+\frac{eE^*\beta\mu}{m_e c}\frac{\partial f}{\partial E} + \frac{eE^*(1-\mu^2)}{m_e\beta c}\frac{\partial f}{\partial \mu} + \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2\frac{v}{2\lambda_B}\frac{\partial}{\partial \mu}\left[|\mu|\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial f}{\partial \mu}\right] + \frac{\lambda_0}{c\beta}S(E,\mu,s,t), \quad (1)$$

где $f(E, \mu, s, t)$ – функция распределения ускоренных электронов, s – расстояние вдоль силовой линии (отсчитывается от вершины петли), t – текущее время, $\lambda_0(s) = \frac{10^{24}}{n(s)\ln\Lambda}$, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = E + 1$, γ – Лоренц-фактор электрона, $\mu = \cos\alpha$ – косинус питч-угла, $E = \frac{E_e}{m_e c^2}$ – кинетическая энергия электрона, выраженная в единицах энергии покоя электрона, λ_B – характерная продольная длина корреляции флуктуаций магнитного поля.

$E^*(s,t) = \frac{j(s,t)}{\sigma(s)} = \frac{e}{\sigma(s)}\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} v(E)dE\int_{-1}^{1} f(E,\mu,s,t)\mu)\mu d\mu$ – величина напряженности электрического поля, σ(s) – классическая спитцеровская проводимость фоновой плазмы. Коэффициент турбулентной диффузии получен в предположении спектра флуктуаций в виде лоренциана $W(k_\parallel) = \frac{(\delta B)^2}{\pi}\frac{(1/\lambda_B)}{(1/\lambda_B)^2 + k_\parallel^2}$ [8]. Последнее слагаемое в (1) задает распределение ускоренных электронов в момент их инжекции. Распределение концентрации плазмы вдоль петли определяется из наблюдений [9]. Сходящееся к основаниям петли модельное магнитное поле зададим в виде: $\frac{B(s)}{B_0} = 1 + \frac{(s-b_1)^2}{b_2^2}$, где B_0 = 100 Гс; b_1 = 0 см. В момент инжекции функциональная зависимость источника ускоренных электронов от аргументов представляется в факторизованном виде: $S(E,\alpha,s,t) = S_1(E)S_2(\alpha)S_3(s)S_4(t)$. Энергетический спектр электронов в источнике степенной с показателем спектра δ. Рассматриваются случаи изотропной инжекции $S_2(\alpha) = 1$ и различных анизотропных распределений вдоль магнитного поля в неком конусе питч-углов, инжекция ускоренных электронов происходит в верхней части петли. Временной профиль в момент инжекции представляет собой отдельный импульс в форме гауссиана. Интенсивность ЖРИ рассчитывалась согласно формулам тормозного излучения [10, 11].

Влияние рассеяния электронов на магнитной турбулентности

На рис. 1 представлено распределение ЖРИ в диапазоне энергий 28–58 кэВ вдоль магнитной петли для изотропного случая $S_2(\alpha)$=1, показателя спектра электронов δ = 5, $\delta B/B = 0$, $B_{max}/B_0 = 7$ – слева и при учете рассеяния на неоднородностях магнитного поля $\delta B/B = 10^{-3}$ – справа. Отметим яркий

источник в вершине петли в первом случае и наличие 2-х в основаниях петли во втором случае. Магнитная турбулентность оказывает существенное влияние на яркость в основаниях петли, что является результатом изотропизации электронов в петле.

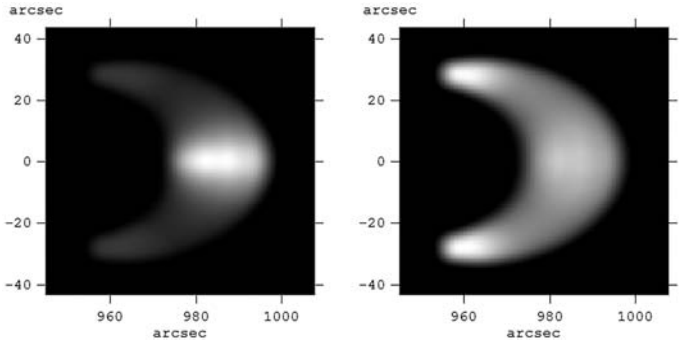


Рис. 1. Распределение ЖРИ 28–58 кэВ в лимбовом случае для изотропного источника при $\delta = 5$, $\delta B/B = 0$ (*слева*), $\delta B/B = 10^{-3}$ (*справа*), $B_{max}/B_0 = 7$.

На рис. 2 представлены результаты расчета энергетического спектра ЖРИ для изотропной и анизотропной инжекции для $\delta = 5$ и $B_{max}/B_0 = 7$. Спектр ЖРИ, проинтегрированный по всей петле (кривые № 1, 2) при наличии турбулентности (кривая № 2) становится жестче в максимуме для изотропного источника и мягче в случае анизотропного источника. Модель толстой мишени не описывает почти ни один случай. Модель тонкой мишени выполняется почти для всех моделей на фазе спада. На пике – всегда смесь (в рамках рассмотренных параметров моделей). Энергетические потери электронов в анизотропных случаях при наличии турбулентности в фазе роста меньше чем без турбулентности, что вызвано захватом частиц и снижением скорости энергетических потерь в этой фазе. В изотропном случае при $\delta B/B=10^{-3}$ скорость энергетических потерь электронов не меньше, и может быть даже выше.

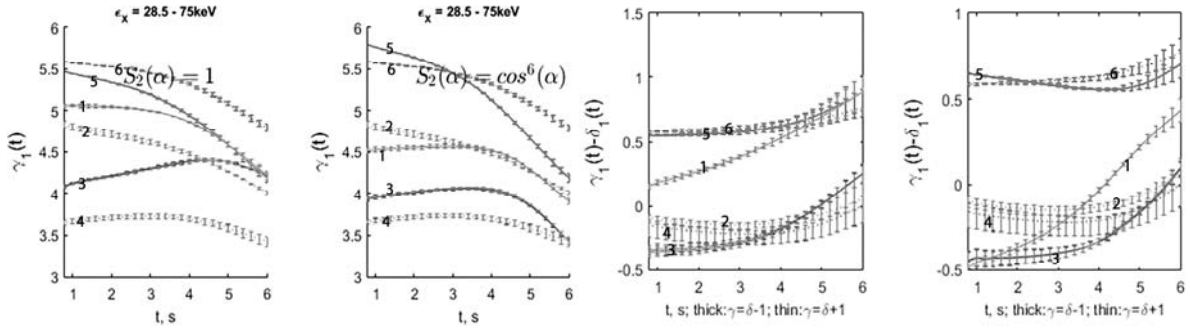


Рис. 2. Показатели спектров ЖРИ (две панели слева). Кривые №1 (с турбулентностью), 2 (без турбулентности) соответствуют спектрам, полученным интегрированием по всей петле, №3, 4 – по области оснований, №5, 6 – по корональной части петли. На двух панелях справа изображены кривые $\gamma(t) - \delta(t)$ для изотропного и анизотропного источника соответственно.

В анизотропном случае отмечается сравнительно равномерное в корональной части петли увеличение яркости ЖРИ в три раза, что является

следствием существенного изменения углового распределения электронов во всех областях петли от сильно анизотропного до почти изотропного.

Заключение

Показано, что присутствие во вспышечной петле магнитной турбулентности с $\delta B/B = 10^{-3}$ приводит к существенному усилению интенсивности ЖРИ в основаниях петли в случае изотропного источника и усилению интенсивности ЖРИ в корональной части петли в случае анизотропного источника. Спектр ЖРИ, при наличии турбулентности, становится жестче в максимуме в случае изотропного источника и мягче в случае анизотропного и стабильным не зависимо от фазы вспышки в большинстве моделей. Модель толстой мишени не описывает почти ни один случай. Эффекты, связанные с магнитной турбулентностью, исчезают при $\delta B/B \leq 10^{-5}$.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 14-02-00924 и ПРАН N9.

Литература

1. *Krucker S., Hurford, G.J., MacKinnon, A.L., Shih, A.Y., & Lin, R.P.* Coronal γ-Ray Bremsstrahlung from Solar Flare-accelerated Electrons // ApJ. V. 678. L63-66. 2008.
2. *Hamilton R.J., Lu E.T., Petrosian V.* // Astrophysical Journal. 1990. Vol. 354. pp. 726–734.
3. *Melnikov V.F., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P.* // In Gopalswamy N. and Webb D.F., editors, IAU Symposium, 2009. Vol. 257, pp. 323–328.
4. *Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н., Кудрявцев И.В.* // Научно-технические ведомости СПбГПУ. Физико-математические науки. 2013. № 4–1 (182). С. 154–165.
5. *Charikov Yu.E., Mel'nikov V.F., Kudryavtsev I.V.* // Geomagnetism and Aeronomy. 2012. Vol. 52, pp.1021–1031.
6. *Zharkova V.V., Kuznetsov A.A., Siversky T.V.* // Astronomy and Astrophysics. 2010. Vol. 512, id. A8, 18 pp.
7. *Kontar E.P., Bian N.H., Emslie A.G., Vilmer N.* // The Astrophysical Journal. 2014. Vol. 780, Issue 2, article id. 176, 10 pp.
8. *Lee, M.A.* // J. Geophys. Res., 1982, 87, 5063
9. *Aschwanden M.J., Brown J.C., Kontar E.P.* // Solar Physics, 2002, Vol. 210, pp.383–405.
10. *Gluckstern R.L., Hull M.H.* // Physical Review, 1953, Vol. 90, № 6, pp.1030–1035
11. *Bai T., Ramaty R.* // Astrophysical Journal. 1978. Vol. 219, pp.705–726.

ХРОМОСФЕРНЫЕ И КОРОНАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ В РАДИОДИАПАЗОНЕ ПО ЧАСТНОМУ СОЛНЕЧНОМУ ЗАТМЕНИЮ 20.03.2015 НА ГАС ГАО РАН

Шрамко А.Д., Гусева С.А.
Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

CHROMOSPHERIC AND CORONAL RADIO SOURCES IN THE PARTIAL SOLAR ECLIPSE ON MARCH 20, 2015 ON KISLOVODSK SOLAR STATION

Shramko A. D., Guseva S.A.
Mountain Astronomical Station of the Central Astronomical Observatory at Pulkovo of the Russian Academy of Sciences, Kislovodsk, Russia

The analysis of the observant data of a partial solar eclipse from 3/20/2015 on the data from radio telescopes RT-2 (λ3.2 cm) and RT-3 (λ4.9 cm).

Солнечное затмение – редкое астрономическое событие, позволяющее получить уникальные наблюдательные данные. Во время частного солнечного затмения 20.03.2015 г. на диске Солнца покрывались Луной несколько локальных источников (ЛИ): группа пятен, факельные площадки, протуберанцы, два протяженных волокна, а также корональная дыра (КД).

Цель данной работы – исследование влияния различных ЛИ на интегральный поток радиоизлучения Солнца.

Наблюдательный материал

Радионаблюдения частного солнечного затмения 20 марта 2015 г. проводились на двух радиотелескопах Кисловодской ГАС РТ-2 (λ3.2 см) и РТ-3 (λ4.9 см), в канале интенсивности. В месте наблюдения (l = 42°40'E, φ = 43°44'N) максимальная фаза затмения составила 0.34. Для отождествления ЛИ на диске Солнца в день наблюдения затмения использовались данные космического аппарата SDO (спектрогелиограф AIA). Контроль быстропротекающих процессов, пульсаций и колебаний высокой мощности во время затмения осуществлялся по данным спутников GOES-15.

Методы и результаты обработки

Для обработки результатов рассматриваемого солнечного затмения была использована методика аналогичная той, которая применялась авторами для обработки затмений 2006, 2008, 2011 годов [1–4]. Результаты компьютерного моделирования данного солнечного затмения с использованием данных космического аппарата SDO представлены на рис. 1а.

Полученные во время наблюдения радиозатменные кривые покрытия представлены на рис. 1б. Неоднородности на графиках мы отождествили, используя оптические данные спутника SDO, с различными ЛИ: группа пятен (ГП), факельные площадки (Ф), протуберанцы (П), волокна (В), КД.

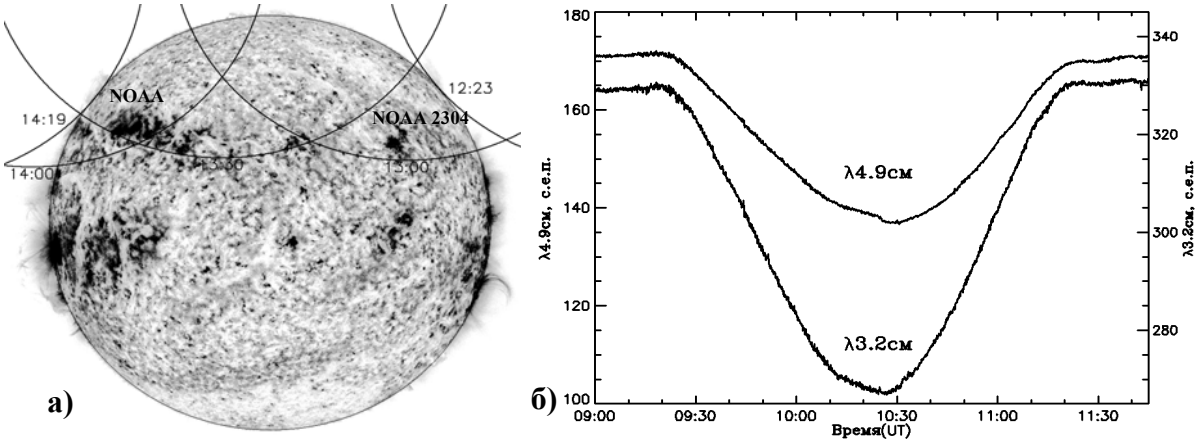


Рис. 1. а) Наложение фаз затмения на негатив SDO AIA 304Å (время MSK); б) Радиозатменные кривые.

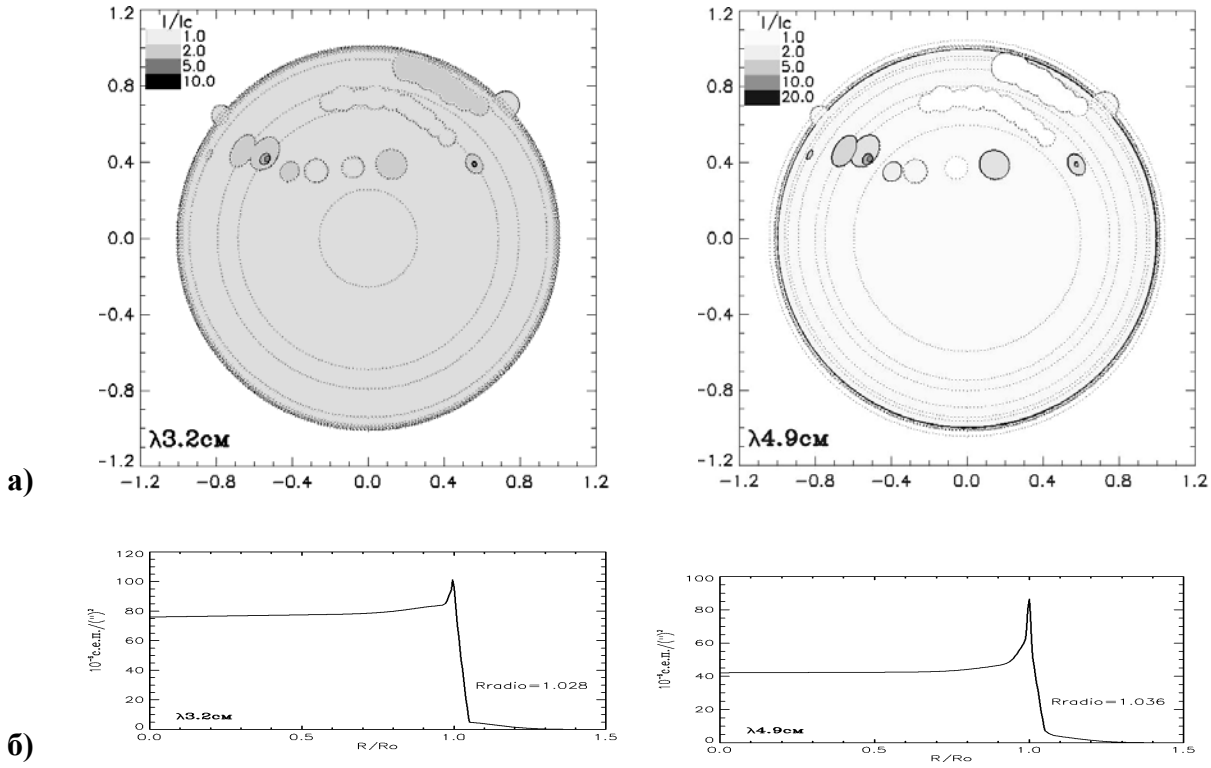


Рис. 2. Радиокарты (а) и изменения радиояркости Солнца от центра к лимбу (б) для 3.2 и 4.9 см.

Используя расчеты, сделанные в [1–4] можно определить теоретическое изменение интенсивности радиоизлучения от центра к лимбу, которое зависит от температуры верхнего слоя хромосферы и короны (рис. 2б). Эти

расчеты и найденные источники были использованы при построении модели радиокарт Солнца для 3.2 см и 4.9 см (рис. 2а).

Используя эти карты и подбирая радиоинтенсивность найденных источников, мы добивались максимального соответствия наблюдаемой и теоретической затменных кривых Солнца (рис. 3). Необходимо было учитывать погодные условия наблюдения, которые были не идеальными, а также вспышки в активных областях Солнца (АО). По данным GOES во время затмения мощных всплесков не наблюдалось.

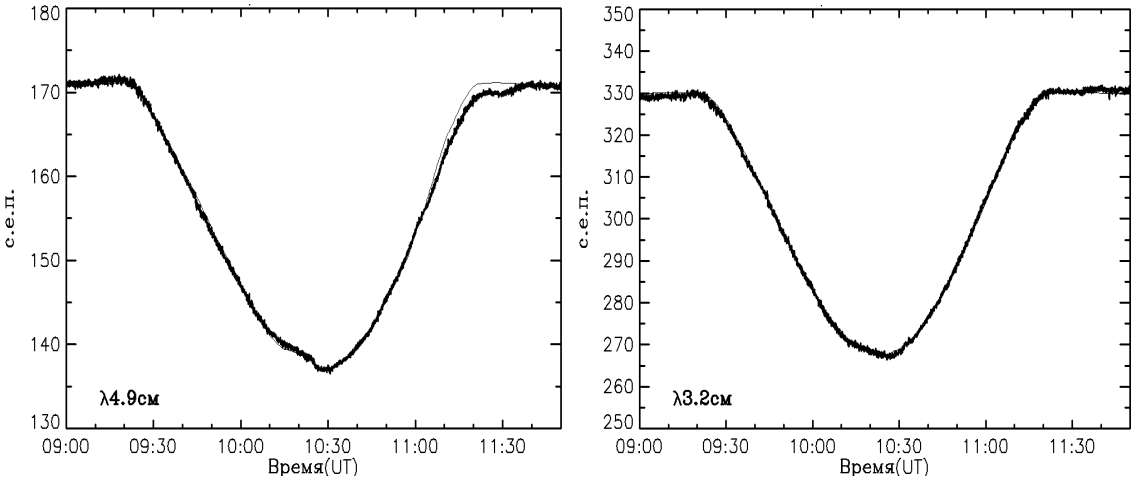


Рис. 3. Наблюдаемые и теоретические затменные кривые Солнца для 3.2 и 4.9 см.

Учитывая вышеизложенные факты, мы добились хорошего согласования между наблюдаемыми и теоретическими кривыми (тонкие линии) (рис. 3). Подробное исследование ярких ЛИ (NOAA 2303 и NOAA 2304, см. рис. 4) показало, что источник NOAA 2304 (неразвитая АО) более интенсивный для 3.2 см (ближе к фотосфере), чем для 4.9 см (выше) и структура не радиальная.

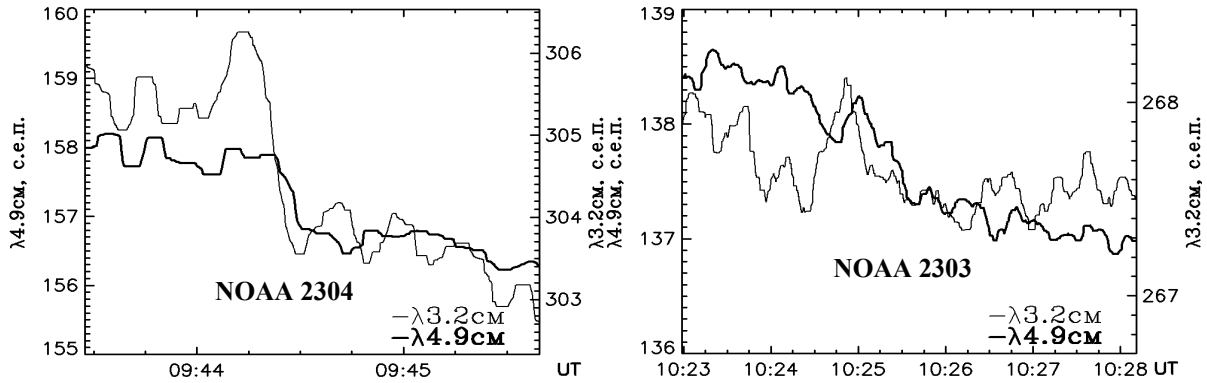


Рис. 4. Закрытие активных областей NOAA 2304 и NOAA 2303 для 3.2 и 4.9 см.

Источник NOAA 2303 (небольшая ГП) яркий для 4.9 см (слой выше), имеет малый контраст для 3.2 см. Перед закрытием этих АО наблюдается увеличение радиопотока, и на 3.2 см оно ярче. При открытии NOAA 2303

на кривых не наблюдались ожидаемые скачки радиопотока и для 4.9 см видны расхождения наблюдаемой и теоретической кривой (рис. 3). Вероятно, это связано с всплытием активного волокна над АО с 11^h05^m до 11^h35^m по UT. Потоки радиоизлучения ЛИ (рис. 5) в относительных (относительно радиоизлучения центра диска Солнца) и абсолютных единицах приведены в таблице 1.

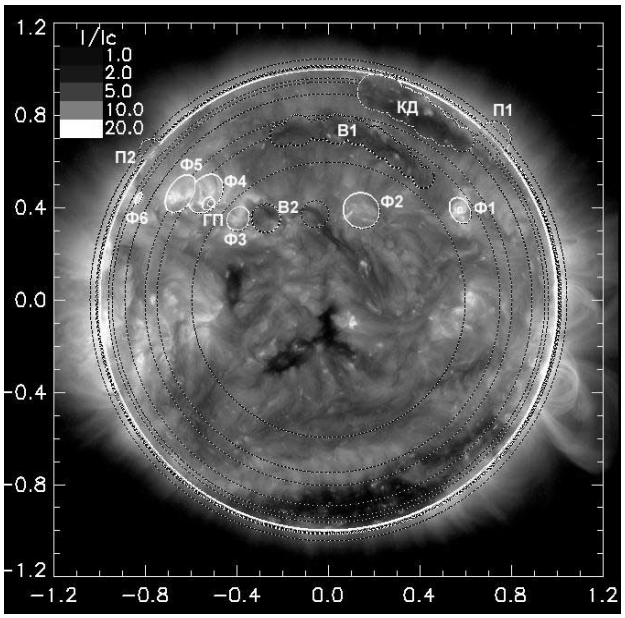


Рис. 5. Наложение изображения SDO AIA193Å на радиокарту.

Таблица 1.

Источники:	**λ = 3.2 см**		**λ = 4.9 см**	
	Fотн., F/Fц	*Fабс., с.е.п.* arcsec^2	*Fотн., F/Fц*	*Fабс., с.е.п.* arcsec^2
ГП	3.5	$(266\pm1)\cdot10^{-6}$	17.0	$(715\pm1)\cdot10^{-6}$
Ф1	2.2	$(167\pm1)\cdot10^{-6}$	3.1	$(131\pm1)\cdot10^{-6}$
Ф2	1.7	$(129\pm1)\cdot10^{-6}$	3.0	$(126\pm1)\cdot10^{-6}$
Ф3	1.8	$(137\pm1)\cdot10^{-6}$	2.8	$(118\pm1)\cdot10^{-6}$
Ф4	2.0	$(152\pm1)\cdot10^{-6}$	3.1	$(131\pm1)\cdot10^{-6}$
Ф5	1.9	$(144\pm1)\cdot10^{-6}$	4.0	$(168\pm1)\cdot10^{-6}$
Ф6	1.7	$(129\pm1)\cdot10^{-6}$	3.1	$(131\pm1)\cdot10^{-6}$
В1	1.1	$(84\pm1)\cdot10^{-6}$	0.2	$(8\pm1)\cdot10^{-6}$
В2	1.1	$(84\pm1)\cdot10^{-6}$	0.3	$(13\pm1)\cdot10^{-6}$
П1	1.2	$(91\pm1)\cdot10^{-6}$	1.3	$(55\pm1)\cdot10^{-6}$
П2	1.1	$(84\pm1)\cdot10^{-6}$	1.2	$(51\pm1)\cdot10^{-6}$
КД	1.2	$(91\pm1)\cdot10^{-6}$	0.5	$(21\pm1)\cdot10^{-6}$

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 12-02-00614-а, № 12-02-00616-а и программ Президиума РАН.

Литература

1. *Шрамко А.Д., Сенник В.А., Тлатов А.Г.* Наблюдение солнечного затмения 29.III.2006 в радиодиапазоне на волнах 3.2 и 4.9 см // Космические исследования. 2011. Т. 49. № 2. С. 99–104.
2. *Шрамко А.Д., Гусева С.А.* Исследование радиоизлучения корональных дыр в минимуме активности Солнца по частному затмению 01.08.2008 на ГАС ГАО РАН // Труды конф. 2011. СПб, ГАО РАН. С. 459–462.
3. *Шрамко А.Д., Гусева С.А.* Особенности радиоизлучения корональных дыр по затменным и внезатменным наблюдениям в период минимума солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2012. Т. 52. № 2. С. 154–162.
4. *Shramko A.D. and Guseva S.A.* Studying Local Sources in the Radio Range Based on the Partial Solar Eclipse of January 4, 2011, at the Mountain Astronomical Station CAO RAS // Geomagnetism and Aeronomy. 2012. V. 52. № 7. P. 1–8.

СПИСОК АВТОРОВ

Абраменко В.И. 3
Абрамов-Максимов В.Е. 7
Авакян С.В. 11
Алексеева И.В. 201
Анфиногентов С.А. 113, 145, 359
Asenovski S. 205
Бадалян О.Г. 15, 19
Баранов Д.Г. 51
Бастиан Т.С. 185
Bachvarov D. 205
Биленко И.А. 23
Благовещенская Е.Э. 121
Богод В.М. 89, 185, 257
Boneva A. 205
Боровик В.Н. 7
Бруевич Е.А. 27, 31, 35
Бучнев А.А. 77
Васильева В.В. 39
Венгер А.П. 257
Веретененко С.В. 43, 47
Вернова Е.С. 51
Веселовский И.С. 55, 261, 277
Волобуев Д.М. 59, 63, 235
Вьюшкова Т.Ю. 231
Галкин В.Д. 67
Georgieva K. 71, 205
Гетлинг А.В. 77
Голубчина О.А. 81
Горшков В.Л. 85
Гофман А.А. 89
Гриб С.А. 93
Григорьева И.Ю. 99
Grushin V. 205
Гуляева Т.Л. 103
Гусева С.А. 387
Гэри Д.Е. 185
Данилова О.А. 355
Дементьева А.В. 227
Дергачев В.А. 107, 121, 235, 253
Дерес А.С. 113
Дивлекеев М.И. 117
Дмитриев П.Б. 121
Дормидонтов Д.В. 125
Дьяков А.А. 313
Егоров Я.И. 359, 363
Ерофеев Д.В. 129
Ефремов В.И. 133, 137
Живанович И. 141
Загайнова Ю.С. 145, 363
Зайцев В.В. 149
Зеленый Л.М. 243
Зимовец И.В. 153, 243, 249
Золотова Н.В. 157
Иванов В.Г. 161, 177, 273
Иванов Е.В. 165
Илларионов Е.А. 169
Ильин Г.Н. 313
Ипатов А.В. 313
Исайкина О.А. 173
Исикава Р. 77
Ихсанов Р.Н. 177
Казачевская Т.В. 27
Калинин А.А. 181
Кальтман Т.И. 185, 189
Караханян А.А. 193
Касинский В.В. 197
Катюшина В.В. 27
Ким И.С. 201
Киричек Е.А. 329
Kirov B. 71, 205
Киселев Б.В. 209
Klimov S.I. 205
Князева И.С. 63, 213
Конкол П. 325
Контарь Э.П. 289
Копылова Ю.Г. 375, 379

Коржавин А.Н. 257, 313
Королькова О.А. 335
Кочанов А.А. 189
Крамынин А.П. 217
Криволуцкий А.А. 221, 227, 231
Кронштадтов П.В. 149
Кудрявцев И.В. 235, 239, 253, 367
Кузнецов А.А. 99
Кузнецов В.Д. 243
Кузнецов С.А. 249, 285
Куколева А.А. 231
Кукса Ю.И. 173
Кулешова А.И. 253
Курочкин Е.А. 257
Леора С.Н. 93
Лукашенко А.Т. 55, 261
Макаренко Н.Г. 59, 63
Мельников В.Ф. 239, 285, 367
Мерзляков В.Л. 265, 269
Мешалкина Н.С. 99
Милецкий Е.В. 161, 273
Михалина Ф.А. 217
Михаляев Б.Б. 277, 281
Молодых С.И. 193
Моргачев А.С. 249, 285
Моторина Г.Г. 289, 379
Муравский К. 325
Мышьяков И.И. 99
Нага Варун Е. 281
Наговицын Ю.А. 71, 213, 235, 253, 293, 297, 339
Никанорова И.Н. 67
Никольская К.И. 301
Нусинов А.А. 27
Обридко В.Н. 15, 19, 71, 145
Огурцов М.Г. 47, 235, 253
Опейкина Л.В. 7
Осипова А.А. 293, 297
Парфиненко Л.Д. 133, 137
Пащенко М.П. 125
Певцов А. 293, 297
Петерова Н.Г. 257, 313
Пещеров В.С. 351
Пичуев В.А. 363
Поляков Е.В. 347
Понявин Д.И. 157, 305, 351
Попов В.В. 201
Птицына Н.Г. 309
Рахимов И.А. 313
Репнев А.И. 231
Риехокайнен А. 137, 339
Рощина Е.М. 317
Руденко В.Г. 145
Руденко Г.В. 359
Рудерман М.С. 281
Рыбак А.Л. 321
Сарычев А.П. 317
Свидский П.М. 351
Сдобнов В.Е. 355
Смирнова В.В. 141, 325, 339
Соловьев А.А. 133, 137, 141, 325, 329, 335
Старкова Л.И. 269
Степанов А.В. 149
Стороженко А.А. 257
Стрекалова П.В. 339
Струминский А.Б. 249, 343
Ступишин А.Г. 89, 185
Ступишина О.М. 89
Суюнова Э.З. 201
Тавастшерна К.С. 347
Тлатов А.Г. 7, 39, 125, 169, 297, 351
Топчило Н.А. 257, 313
Тохчукова С.Х. 185
Тясто М.И. 51, 121, 309, 355
Уайт С.М. 185
Уртьев Ф.А. 213
Файнштейн В.Г. 145, 359, 363
Филатов Л.В. 367
Флейшман Г.Д. 185
Фурсяк Ю.А. 371
Храпов Б.А. 309
Цап Ю.Т. 375, 379
Чариков Ю.Е. 239, 383
Чен Б. 185

Черепанова Л.А. 227, 231
Чернов Я.О. 125
Шабалин А.Н. 383
Шарыкин И.Н. 153
Шендрик А.В. 257
Шибаев И.Г. 173
Шимановская Е.В. 31
Шрамко А.Д. 387
Якунина Г.В. 27, 31, 35
Яснов Л.В. 89, 185

СОДЕРЖАНИЕ

Абраменко В.И.
Диагностика динамо-процессов по фрактальным свойствам плазмы в невозмущенной фотосфере Солнца …….. 3

Абрамов-Максимов В.Е., Боровик В.Н., Опейкина Л.В., Тлатов А.Г.
Предвспышечная динамика микроволнового излучения и магнитного поля активных областей Солнца …… 7

Авакян С.В.
Физика солнечно-земных связей: новые подходы и результаты …….. 11

Бадалян О.Г., Обридко В.Н.
Дифференциальное вращение магнитного поля солнечной короны ……. 15

Бадалян О.Г., Обридко В.Н.
Свойства северо-южной асимметрии солнечной активности как суперпозиции двух реализаций – ее знака и абсолютной величины …….. 19

Биленко И.А.
Циклические изменения глобального магнитного поля Солнца …….. 23

Бруевич Е.А., Казачевская Т.В., Катюшина В.В., Нусинов А.А., Якунина Г.В.
Взаимосвязь индексов активности солнца и звезд солнечного типа на разных фазах цикла активности. Эффект гистерезиса ……. 27

Бруевич Е.А., Шимановская Е.В., Якунина Г.В.
Сравнительный анализ магнитных циклов Солнца и звезд солнечного типа с различным уровнем корональной и хромосферной активности …… 31

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.
Долговременные вариации индексов активности, характеризующих различные уровни солнечной атмосферы, в конце XX – начале XXI века …… 35

Васильева В.В., Тлатов А.Г.
Сравнительный анализ свойств корональных дыр в 24-м цикле активности 39

Веретененко С.В.
Влияние солнечных протонных событий на развитие циклонических процессов в умеренных широтах ……. 43

Веретененко С.В., Огурцов М.Г.
Аномалии облачности в умеренных широтах северного и южного полушарий: связь с динамикой атмосферы и вариациями космических лучей 47

Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.
Слабые магнитные поля фотосферы в 21–23 циклах Солнца …… 51

Веселовский И.С., Лукашенко А.Т.
Хаотическое поведение линий магнитного поля вблизи простейших токовых систем ……... 55

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.
Динамическая связь активности в северном и южном полушариях Солнца 59

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г., Князева И.С.
Эволюция лапласиана Бохнера для магнитограмм активных областей Солнца …….. 63

Галкин В.Д., Никанорова И.Н.
Метод выявления влияния солнечной активности на содержание водяного пара в атмосфере Земли …….. 67

Georgieva K., Kirov B., Nagovitsyn Yu., Obridko V.
Sunspot cycle 24: is sun entering a grand minimum? ……... 71

Гетлинг А.В., Исикава Р., Бучнев А.А.
Развитие течений и магнитных полей в активных областях. Эффект окаймления …….. 77

Голубчина О.А.
Физические характеристики радиоизлучения над полярными областями Солнца …….. 81

Горшков В.Л.
Солнечный и геомагнитный след в скорости вращения Земли …….. 85

Гофман А.А., Богод В.М., Яснов Л.В., Ступишина О.М., Ступишин А.Г.
Солнечные микровсплески 18 февраля 2011 ……... 89

Гриб С.А., Леора С.Н.
Особенности поведения МГД волн солнечного ветра в магнитослое ……... 93

Григорьева И.Ю., Кузнецов А.А., Мешалкина Н.С., Мышьяков И.И.
Многоволновые наблюдения вспышки 10 мая 2012: ускорение частиц и всплытие магнитного поля ……. 99

Гуляева Т.Л.
Анализ геомагнитно-ионосферных бурь, инициированных возмущениями ММП, и параметров солнечного ветра ……. 103

Дергачев В.А.
Влияние орбитального воздействия и солнечной активности на изменчивость климата с момента окончания последнего оледенения …….. 107

Дерес А.С., Анфиногентов С.А.
Измерение средней скорости звука и расстояний между уровнями атмосферы солнечных пятен по наблюдениям трехминутных колебаний …….. 113

Дивлекеев М.И.
Начальные скорости корональных выбросов масс и особенности сопровождаемых вспышек ……... 117

Дмитриев П.Б., Дергачев В.А., Тясто М.И., Благовещенская Е.Э.
Проявление цикличности в палеоклиматических данных Юрского периода (~ 200–145 млн. лет назад) – древнейшая летопись солнечной активности ……. 121

Дормидонтов Д.В., Пащенко М.П., Тлатов А.Г., Чернов Я.О.
Наблюдения динамических событий на Солнце в центре и крыльях спектральных линий видимого, УФ и рентгеновского диапазонов …….. 125

Ерофеев Д.В.
Влияние меридионального градиента скорости на структуру турбулентности в солнечном ветре …… 129

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А.
Ультранизкочастотные колебания солнечных волокон в Hα по данным Global Oscillation Network Group (GONG) …… 133

Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А., Риехокайнен А.
Долгопериодические колебания магнитного поля солнечного пятна по синхронным наблюдениям Global Oscillation Network Group (GONG) и MDI/SOHO ……... 137

Живанович И., Соловьев А.А., Смирнова В.В.
Радиальный профиль напряжённости магнитного поля в солнечном пятне по данным SDO/HMI …….. 141

Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Обридко В.Н., Руденко В.Г., Анфиногентов С.А.
Вариации магнитного поля в тени одиночных и магнитно-связанных пятен при их прохождении по диску Солнца ……... 145

Зайцев В.В., Кронштадтов П.В., Степанов А.В.
Генерация супердрайсеровских электрических полей в солнечной хромосфере ……. 149

Зимовец И.В., Шарыкин И.Н.
О связи вспышечных источников жесткого рентгеновского излучения и электрических токов на фотосфере ……... 153

Золотова Н.В., Понявин Д.И.
Минимум Маундера: ревизия …… 157

Иванов В.Г., Милецкий Е.В.
Характеристики широтного распределения групп солнечных пятен в догринвичских данных ……... 161

Иванов Е.В.
Существует ли предел энергии корональных выбросов массы на Солнце? 165

Илларионов Е.А., Тлатов А.Г.
Средний профиль пятен в 24-м цикле активности …….. 169

Исайкина О.А., Кукса Ю.И., Шибаев И.Г.
Связь артериального давления с пульсом при изменениях геомагнитной активности и атмосферного давления ……... 173

Ихсанов Р.Н., Иванов В.Г.
Смена полярности магнитного поля в высоких и низких широтах в 21-м и 22-м циклах солнечной активности …….. 177

Калинин А.А.
О влиянии поля скоростей в цилиндрическом протуберанце на степень вторичной ионизации кальция в нем …… 181

Кальтман Т.И., Бастиан Т.С., Богод В.М., Гэри Д.Е., Тохчукова С.Х., Уайт С.М., Флейшман Г.Д., Яснов Л.В., Ступишин А.Г., Чен Б.
Структура большой активной области NOAA 12209 по микроволновым наблюдениям на РАТАН-600 и VLA …… 185

Кальтман Т.И., Кочанов А.А.
Исследование характеристик и особенностей радиоизлучения усиленной хромосферной сетки Солнца на основе реалистичной МГД модели …… 189

Караханян А.А., Молодых С.И.
Оценка эволюции воздушных масс при разных геомагнитных условиях 193

Касинский В.В.
Пространственная анизотропия хромосферных вспышек в зоне пятен и векторные диаграммы бабочек в циклах Солнца …… 197

Ким И.С., Алексеева И.В., Попов В.В., Суюнова Э.З.
Цикл солнечной активности по наблюдениям магнитных характеристик протуберанцев ……. 201

Kirov B., Asenovski S., Bachvarov D., Boneva A., Grushin V., Georgieva K., Klimov S.I.
Langmuir probe measurements aboard the International Space Station ……... 205

Киселев Б.В.
Хаотичность и детерминизм в динамике солнечной и геомагнитной активности ……... 209

Князева И.С., Наговицын Ю.А., Уртьев Ф.А.
Диагностика циклической компоненты временного ряда …….. 213

Крамынин А.П., Михалина Ф.А.
Активные долготы в эпоху наложения 11-летних циклов …….. 217

Криволуцкий А.А.
Вариации радиации Солнца в цикле его активности: отклик параметров атмосферы Земли (численное моделирование) …… 221

Криволуцкий А.А., Дементьева А.В., Черепанова Л.А.
Чувствительность температуры нижней атмосферы к изменениям потоков УФ радиации Солнца: численное моделирование и анализ данных наблюдений …… 227

Криволуцкий А.А., Куколева А.А., Черепанова Л.А., Вьюшкова Т.Ю., Реппев А.И.
Воздействие вариаций УФ радиации в цикле активности Солнца на сезонное распределение нейтральных и заряженных химических составляющих атмосферы Земли (трехмерное моделирование) …….. 231

Кудрявцев И.В., Волобуев Д.М., Дергачев В.А., Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г.
Реконструкция содержания космогенного изотопа ^{14}C в природных архивах как функция вариации климатических параметров в эпоху окончания последнего ледникового периода …….. 235

Кудрявцев И.В., Мельников В.Ф., Чариков Ю.Е.
Поляризация жесткого рентгеновского излучения при длительной и импульсной инжекции релятивистских электронов во вспышечную петлю 239

Кузнецов В.Д., Зеленый Л.М., Зимовец И.В. и команда Интергелиозонда
Космическая миссия Интергелиозонд для изучения Солнца и гелиосферы 243

Кузнецов С.А., Моргачев А.С., Зимовец И.В., Струминский А.Б.
Исследование пространственной динамики источников квазипериодических пульсаций жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек 249

Кулешова А.И., Дергачев В.А., Кудрявцев И.В., Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г.
Изменение солнечной активности на основе данных по содержанию космогенного изотопа ^{14}C во время Малого Ледникового Периода ……... 253

Курочкин Е.А., Богод В.М., Венгер А.П., Коржавин А.Н., Петерова Н.Г., Стороженко А.А., Топчило Н.А., Шендрик А.В.
Спектрально-поляризационные наблюдения солнечного затмения 20.03.2015 г. на радиотелескопах РАТАН-600 и БПР (динамика и характеристики активных областей) …….. 257

Лукашенко А.Т., Веселовский И.С.
О принципах описания нулевых точек высших порядков магнитного поля в пространстве ……. 261

Мерзляков В.Л.
Эволюционные перемещения магнитного источника активной области …. 265

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.
Особенности выхода магнитного потока в приэкваториальной зоне Солнца 269

Милецкий Е.В., Иванов В.Г.
Связи широтных характеристик групп солнечных пятен с амплитудой 11-летнего цикла на различных его фазах …… 273

Михаляев Б.Б., Веселовский И.С.
МГД-волны в средах со сдвиговым течением ……. 277

Михаляев Б.Б., Рудерман М.С., Нага Варун Е.
Нелинейная радиальная мода корональных петель ……. 281

Моргачев А.С., Кузнецов С.А., Мельников В.Ф.
Диагностика анизотропии ускоренных электронов по наблюдаемой поляризации микроволнового излучения солнечных вспышечных петель …….. 285

Моторина Г.Г., Контарь Э.П.
Временная эволюция энергетического распределения электронов в солнечных вспышках на основе RHESSI и SDO/AIA наблюдений ……. 289

Наговицын Ю.А., Певцов А., Осипова А.А.
Время жизни и вращение двух популяций групп солнечных пятен …….. 293

Наговицын Ю.А., Певцов А., Осипова А.А., Тлатов А.Г.
Длительные изменения свойств солнечных пятен …….. 297

Никольская К.И.
О регулярных потоках плазмы с поверхности фотосферы ……. 301

Понявин Д.И.
Геомагнитная активность в период переполюсовки магнитного поля на Солнце …….. 305

Птицына Н.Г., Тясто М.И., Храпов Б.А.
Частота появления полярных сияний в цикле солнечной активности (1837–1909 гг.) ……. 309

Рахимов И.А., Дьяков А.А., Ипатов А.В., Ильин Г.Н., Коржавин А.Н., Петерова Н.Г., Топчило Н.А.
Наблюдения солнечного затмения 20.03.2015 г. на двух радиотелескопах РТ-32 в обсерваториях «Светлое» и «Зеленчукская» (предварительные результаты) …….. 313

Рощина Е.М., Сарычев А.П.
Представление 11-летней цикличности пятнообразования на Солнце последовательностью аппроксимирующих функций …….. 317

Рыбак А.Л.
Особенности долготного распределения солнечных пятен за последние четыре одиннадцатилетних цикла ……. 321

Смирнова В.В., Конкол П., Муравский К., Соловьев А.А.
Двумерное численное моделирование джетов с параметрами спикул I и II типов ……. 325

Соловьев А.А., Киричек Е.А.
Моделирование асимметричного солнечного пятна ……... 329

Соловьев А.А., Королькова О.А.
Модель протуберанца с тонкой слоистой структурой …… 335

Стрекалова П.В., Наговицын Ю.А., Риехокайнен А., Смирнова В.В.
Временные вариации магнитного поля солнечных факелов …….. 339

Струминский А.Б.
Предельный спектр солнечных/звездных космических лучей ……... 343

Тавастшерна К.С., Поляков Е.В.
Корональные дыры, крупномасштабное магнитное поле и комплексы активности в период 1979–2012 гг. ……... 347

Тлатов А.Г., Свидский П.М., Понявин Д.И., Пещеров В.С.
Прогноз параметров солнечного ветра по данным наблюдений магнитографа СТОП ……. 351

Тясто М.И., Данилова О.А., Сдобнов В.Е.
Жесткости обрезания космических лучей в период геомагнитной бури в марте 2012 г. и их связь с параметрами солнечного ветра и ММП ……... 355

Файнштейн В.Г., Егоров Я.И., Руденко Г.В., Анфиногентов С.А.
Вариации магнитного поля, сопровождающие возникновение КВМ, связанного с эрупцией волокна ……... 359

Файнштейн В.Г., Пичуев В.А., Егоров Я.И., Загайнова Ю.С.
Кинематика КВМ и связанных ударных волн по данным LASCO: сравнительный анализ …… 363

Филатов Л.В., Мельников В.Ф., Кудрявцев И.В.
Влияние радиальных БМЗ колебаний на характеристики микроволнового и жесткого рентгеновского излучения вспышечной петли …… 367

Фурсяк Ю.А.
Морфология, динамика и особенности магнитной конфигурации активных областей перед вспышками рентгеновского класса X …… 371

Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г.
Нагрев атмосферы Солнца и перенос волновой энергии в тонких магнитных трубках ……. 375

Цап Ю.Т., Моторина Г.Г., Копылова Ю.Г.
Ускорение электронов и нагрев вспышечной плазмы корональных петель 379

Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е.
Влияние флуктуаций магнитного поля вспышечной петли на энергетический спектр и пространственное распределение жесткого рентгеновского излучения ……. 383

Шрамко А.Д., Гусева С.А.
Хромосферные и корональные источники в радиодиапазоне по частному солнечному затмению 20.03.2015 на ГАС ГАО РАН …….. 387

Список авторов ……. 391

Научное издание

XIX ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА

СОЛНЕЧНАЯ И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ ФИЗИКА – 2015

ТРУДЫ

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