

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*XXVI ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2022**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2022

Сборник содержит доклады, представленные на XXVI Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2022» (3 – 7 октября 2022, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звезд» Научного совета «Солнце-Земля». Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности и солнечно-земным связям. Конференция проводилась в очно-заочной форме.

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Чешской Республики, Болгарии, Германии, США, Австрии, Украины.

Оргкомитет конференции

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

Члены оргкомитета:

В.А. Абраменко (<i>КраО РАН</i>)	В.Ф. Мельников (<i>ГАО РАН</i>)
В.М. Богод (<i>САО РАН</i>)	В.Н. Обридко (<i>ИЗМИРАН</i>)
К. Георгиева (<i>ИКСИ-БАН, Болгария</i>)	А.А. Соловьёв (<i>ГАО РАН</i>)
В.А. Дергачев (<i>ФТИ РАН</i>)	Д.Д. Соколов (<i>МГУ</i>)
М.М. Кацова (<i>ГАИШ МГУ</i>)	А.Г. Тлатов (<i>ГАС ГАО РАН</i>)
Л.Л. Кичатинов (<i>ИСЗФ СО РАН</i>)	Ю.Т. Цап (<i>КраО РАН</i>)
Н.Г. Макаренко (<i>ГАО РАН</i>)	

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

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

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

ПРОЯВЛЕНИЯ ТУРБУЛЕНТНОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ГЛОБАЛЬНОГО СОЛНЕЧНОГО ДИНАМО

Абраменко В.И.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

SIGNATURE OF THE TURBULENT COMPONENT OF GLOBAL SOLAR DYNAMO

Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Full-disk solar magnetograms acquired with the space-based instruments SOHO/MDI and SDO/HMI from May 1996 till December 2021 allowed us to retrieve time profiles of the total unsigned magnetic flux attributed to active regions (ARs) of various magnetomorphological classes. Our aim was to segregate the flux from all ARs on the disk into components associated with regular bipolar ARs (according to the Babcock-Leighton model) and irregular ARs. The structure of the later is supposed to be affected by an influence of turbulence in the convection zone during their lifting to the surface. It was found that the overall shape of a solar cycle is determined by regular ARs, whereas the fine structure of solar maxima is determined by the most irregular ARs. During a maximum of a cycle, contributions into the total flux from regular and irregular ARs are close (about 45–50%). A deepest minimum between cycles is reached simultaneously by all classes. During a minimum, only the most simple bipolar ARs are observed. The highest flaring activity is observed in the most complex irregular ARs. A conclusion was that solar dynamo operates as a unique process and generates ARs of all classes (with the flux above 10^{21} Mx), whereas the turbulent component of dynamo distorts a half of the emerging toroidal flux, determines the fine structure of the time profile of a cycle during a maximum, causes the extreme flaring during a cycle.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-3-8

Считается общепринятым, что магнитное поле генерируется в виде тороидальных трубок в глубине конвективной зоны, трубки слегка наклонены по отношению к экватору, так что когда они появляются на поверхности, то они образуют биполь, у которого лидирующее пятно расположено ближе к экватору. При этом для биполей выполняется еще ряд хорошо известных эмпирических правил [1, 2]. Это работа регулярной составляющей динамо-процесса. Однако подъем трубок происходит в турбулентной среде, где неизбежны взаимные влияния между турбулентными потоками плазмы и магнитным полем. В результате должна неизбежно присутствовать и турбулентная составляющая динамо. На поверхности мы наблюдаем их совместный результат, и разделить компоненты практически невозможно. Один из способов выявить турбулентную компоненту – разделить магнитный поток от всех активных областей (АО) на диске Солнца на составляющие, связанные с регулярными биполями (по модели Бэбкока-Лейтона [1]) и с нерегулярными АО, структура которых подвержена турбулентному

вмешательству в процессе подъема. При этом желательно, чтобы степень турбулентного вмешательства нарастала для подклассов АО. Такая классификация была разработана в [3, 4] и применена к АО 23-го и 24-го циклов. Согласно этой классификации, биполярные АО, подчиняющиеся законам теории динамо среднего поля (закон полярностей Хейла, закон Джоя о преимущественном наклоне оси АО, правило доминирования лидирующего пятна по сравнению с хвостовым) принадлежат классу регулярных АО и подразделяются на два подкласса: А1 – регулярные АО без особенностей; А2 – регулярные АО с небольшой дельта-структурой, пятна которой существенно меньше основных пятен АО. А2-области можно рассматривать как структуры с минимальным вмешательством подфотосферной турбулентности. Примеры показаны на рис. 1.

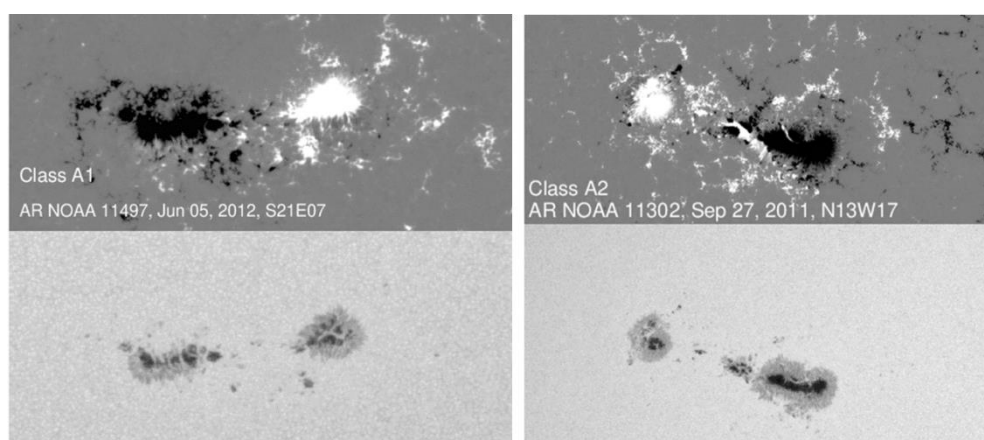


Рис. 1. Примеры активных областей классов А1 и А2. Север вверху, запад справа. Магнитограммы масштабированы от -800 (черное) до 800 (белое) Гаусс.

Униполярные пятна выделены в особый класс U, составляющий около 10% по потоку. Все остальные АО составляют класс нерегулярных АО, класс В, и тоже подразделяются на подклассы. В1 – биполярные области, нарушающие хотя бы один из выше перечисленных эмпирических законов; рассматриваются как одиночные трубки, на которых турбулентность сказалась лишь в изменении либо ориентации, либо наклона трубки. В2 – мульти-полярные АО, состоящие из двух или более со-направленных би-полей, и также сильные дельта-структуры, рассматриваются как результат фрагментации и/или сильной скрученности единой тороидальной трубки; примеры показаны на рис. 2. В3 – сложные мульти-полярные области, где пятна противоположных полярностей расположены хаотически, так, что невозможно выделить отдельные биполи (рис. 3). Мы полагаем, что это результат всплытия нескольких трубок, перепутанных турбулентностью.

Чтобы исследовать продуктивность динамо в плане генерации активных областей разных классов, нам приходится анализировать независимые полно-дисковые магнитограммы и разбивать поток от всех АО на составляющие по классам. Чтобы обеспечить независимость, мы берем магнито-

грамму на каждый девятый день, получая таким образом 3 попытки на оборот Солнца. Для каждой АО с потоком выше 10^{21} Мкс определяется ее класс и полный поток магнитного поля. Затем вычисляются суммарные по магнитограмме потоки по классам. Данные по каждому классу усредняются скользящим средним сначала за оборот (по три последовательные магнитограммы), а затем за интервал 13 месяцев. Полученные ряды магнитного потока, сосредоточенного в активных областях данного класса, являются основным объектом дальнейшего анализа (см. рис. 4).

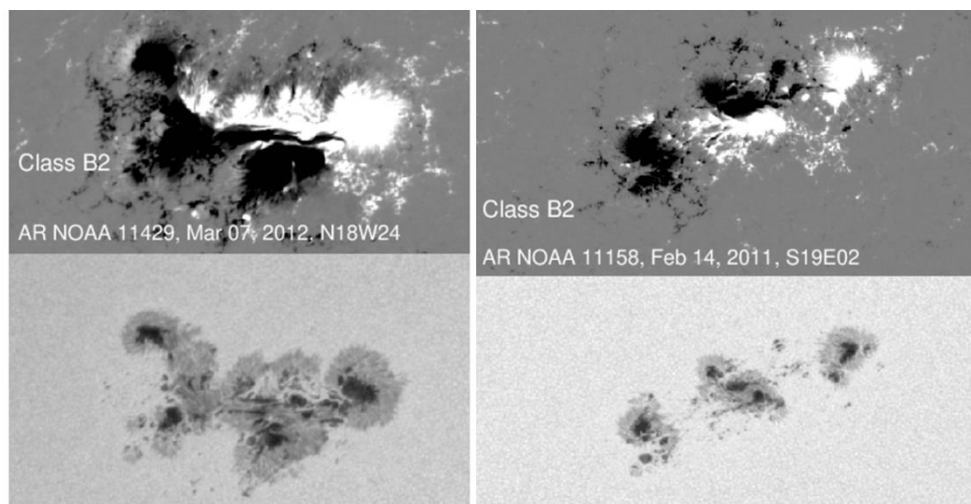


Рис. 2. Примеры активных областей класса B2. Обозначения те же, что на рис. 1.

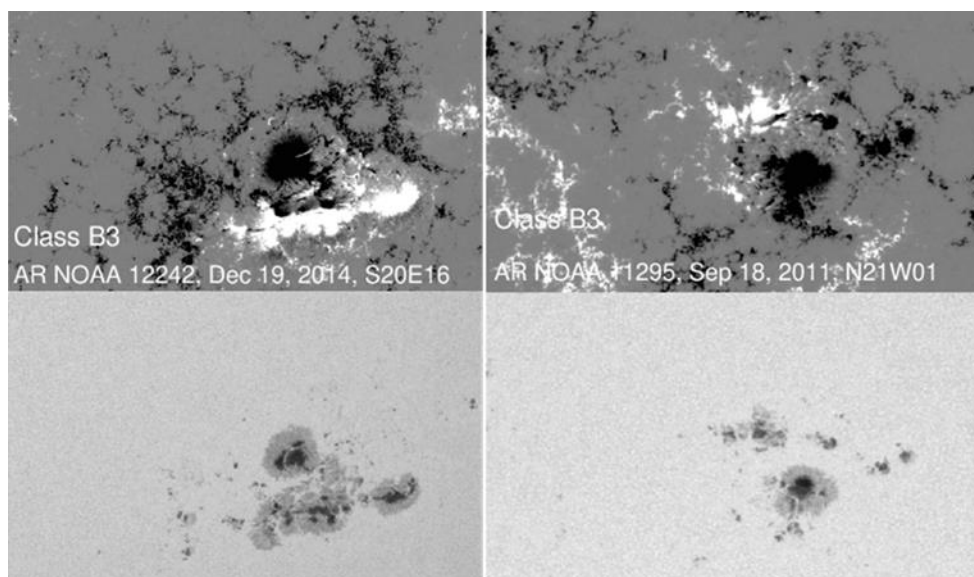


Рис. 3. Примеры активных областей класса B3. Обозначения те же, что на рис. 1.

На рисунке 4 самая верхняя тонкая кривая – это суммарный поток от всех АО на диске, а кривые ниже – это его составляющие по классам. Графики показывают, что потоки разных классов (и их комбинации) изменяются в основном синхронно с суммарным потоком, то есть, с циклом. Периоды самых глубоких минимумов наблюдаются одновременно по всем

классам, причем в минимумах наблюдаются только самые простые АО: А1-области и в два раза реже – В1-области. Расчеты показывают, что коэффициент корреляции между профилями потоков по разным классам довольно высок, меняется в пределах от 0.855 (между В2 и А1) до 0.982 (между А1+А2 и суммарным потоком). Эти наблюдательные факты позволяют предполагать, что подъем, максимум, спад и глубокий минимум происходят синхронно для активных областей всех классов, то есть глобальное динамо как единый процесс генерирует поток всех активных областей, а турбулентность конвективной зоны влияет лишь на конфигурацию всплывающих трубок. По крайней мере, мы не обнаруживаем свидетельства присутствия не зависящего от цикла динамо-процесса генерации активных областей.

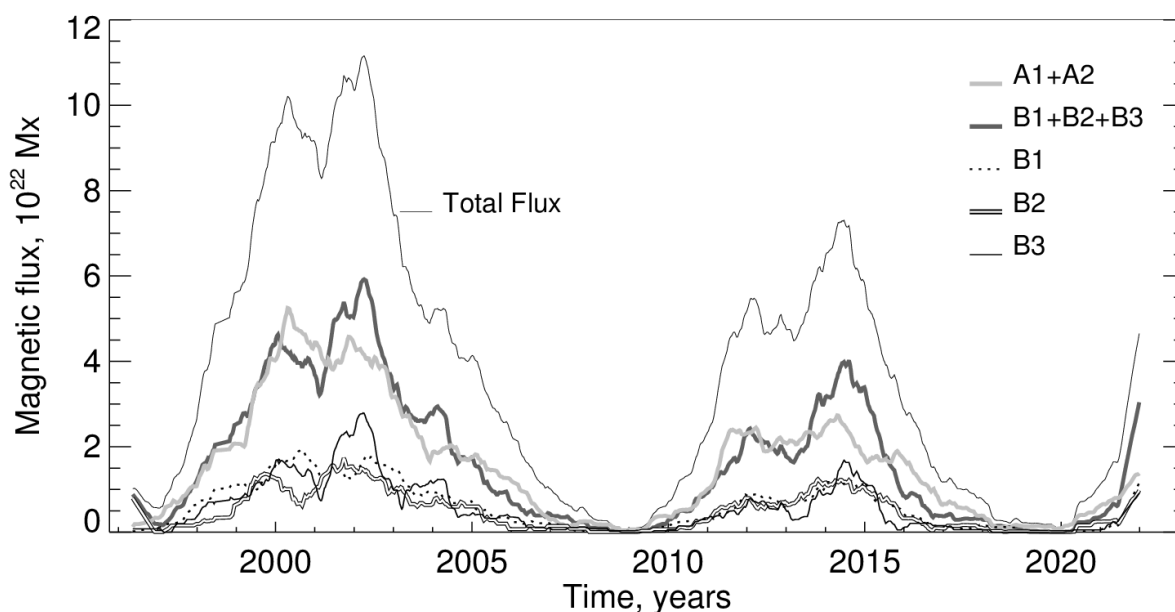


Рис. 4. Профили составляющих магнитного потока активных областей разных классов.

David Hathaway [5] предложил использовать усредненный по многим циклам профиль цикла как некий стандарт поведения солнечной активности за 11-летний период. Средний цикл показан на рис. 27 в работе [5]. Расчет корреляции между средним циклом и полученными профилями потоков по классам показал, что лучше других коррелирует со средним циклом поток от А1-областей и суммарный поток от всех бипольных структур А1+А1+В1, коэффициент корреляции $CC = 0.979$ для 23-го цикла и 0.967 для 24-го. По мере перехода к более сложным магнито-морфологическим классам корреляция со средним циклом снижается до 0.868 (23-й цикл) и 0.761 (24-й цикл) для В3-областей.

На рис. 4 по профилям потоков регулярных областей (А1+А2) видно, что в 23-м цикле первый пик 2000 года хорошо виден, а второй пик 2002 года едва намечается (дополнительные исследования показали, что 2002-пик в профиле А1+А2 появляется за счет А2-областей). В 24-м цикле

A1+A2 профиль в максимуме скорее плоский, чем двух-пиковый, хотя общий поток показывает двух-пиковую структуру. Появление двух-пиковой структуры в обоих циклах явно прослеживается на профилях нерегулярных областей: оба пика, но в особенности второй (2002 и 2014 годы) становятся выше и заметнее при переходе от В1 к В2 к В3-областям, и в конечном счете суммарный профиль нерегулярных областей В1+В2+В3 в обоих циклах удивительно похож на профиль общего потока. Коэффициент корреляции по всему ряду данных между общим потоком и В1+В2+В3 потоком составляет 0.933, а между общим потоком и В2+В3 он еще выше, 0.966.

Можно сделать вывод о том, что общая форма цикла определяется потоком регулярных областей, а тонкая структура цикла в периоды высокой активности – потоком нерегулярных областей.

Данные рисунка 4 позволяют оценить количественный состав общего магнитного потока по классам активных областей. В периоды активной фазы циклов вклады от регулярных (A1+A2) и нерегулярных (В1+В2+В3) АО примерно равны и составляют по 45% в годы первых пиков (2000 и 2012 годы). Во время второго пика в 23-м (24-м) цикле вклад нерегулярных возрастает до 55% (57%). И это при условии, что нерегулярные области в совокупности составляют только 32% общего количества (таблица). Если полагать, что турбулентность в конвективной зоне влияет на конфигурацию всплывающих тороидальных трубок, то мы приходим к заключению, что, по крайней мере, в годы повышенной активности, этот процесс весьма эффективен: около половины сгенерированного глобальным динамо потока активных областей меняет свою конфигурацию под влиянием турбулентности.

Таблица. Количественный состав общего магнитного потока активных областей (усредненные по двум циклам данные).

Класс	Количество активных областей	Доля от общего количества, p	Доля от общего потока, q	q/p
U	581	0.191	0.117	0.612
A1	1400	0.459	0.362	0.789
A2	104	0.034	0.077	2.265
В1	578	0.190	0.162	0.853
В2	203	0.066	0.136	2.061
В3	180	0.059	0.150	2.542

Из таблицы следует, что униполярные пятна и биполярные области A1 и В1 вносят приблизительно одинаковую долю как в общее количество, так и в общий поток, отношение q/p близко к единице, что характерно для нормального распределения. При этом мы наблюдаем резко отличающуюся ситуацию для остальных классов: A2, В2 и В3. Для них отношение q/p

больше двух – доля в общем потоке в два раза больше, чем доля в количестве. Кроме общего вывода, что эти области в целом более крупные, наблюдаемый факт свидетельствует о том, что эти структуры отражают нелинейные процессы в формировании активных областей (более высокий статистический момент растет быстрее, см., например, [6, 7]). По-видимому, не случайно в работе [4] при выборке активных областей, давших X-класс вспышки в 23-м и 24-м циклах, 73 из 79-ти областей принадлежали именно этим классам – A2 (16), B1(7), B2 (25) и B3 (25).

Литература

1. *Babcock H.W.* // *ApJ*, 1961, v. **133**, p. 572.
2. *van Driel-Gesztelyi L., Green L.M.* // *LRSP*, 2015, **12**, 1
3. *Abramenko V.I., Zhukova A.V., Kutsenko A.S.* // *Ge&Ae*, 2018, v. **58**, p. 1159.
4. *Abramenko V.I.* // *MNRAS*, 2021, v. **507**, p. 3698.
5. *Hathaway D.H.* // *LRSP*, **12**, 4.
6. *Зельдович Я.Б., Молчанов С.А., Рузмайкин А.А., Соколов Д.Д.* // *УФН*, 1978, т. **152**, с. 3.
7. *Frisch U.* *Turbulence. The Legacy of A.N. Kolmogorov.* Cambridge Univ. Press. 1995. 296 pp.

ПРЕДВСПЫШЕЧНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Абрамов-Максимов В.Е.¹, Бакунина И.А.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики,
Нижегород, Россия

PRE-FLARE FLUCTUATIONS OF THE MICROWAVE EMISSION OF ACTIVE REGIONS

Abramov-Maximov V.E.¹, Bakunina I.A.²

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²HSE University, Nizhny Novgorod, Russia

We present a study of quasi-periodic fluctuations (QPFs) of microwave emission of solar active regions (ARs) on pre-flare stage. We used observational data on the Nobeyama radioheliograph (NoRH) (correlation plots). We analyzed all flares of X and M classes (according GOES classification) that occurred during the time intervals of observations on NoRH. In a significant part of the considered cases, the appearance (or significant enhancement) of fluctuation processes is observed before flares. The QPFs periods are different in different cases: from several seconds to several minutes. The duration of the preflare trains of oscillations in the periods of oscillations is approximately the same in all cases and does not exceed 10 pulses. Character of pre-flare fluctuations different in different cases. In some events there are almost harmonic oscillations, in some ones they look more like a sequence of weak flares. Possibly, the nature of pre-flare fluctuations different in different cases.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-9-12

Связь параметров квазипериодических флуктуаций (КПФ) микроволнового излучения Солнца [1] со вспышечной активностью была обнаружена более 50-ти лет назад [2–5]. В частности, был обнаружен эффект усиления мощности КПФ микроволнового излучения непосредственно перед вспышкой [6–10]. Более того, был обнаружен аналогичный эффект усиления пульсаций геомагнитного поля перед протонными вспышками и его связь с пульсациями радиоизлучения Солнца [11, 12]. Подобный эффект усиления КПФ перед вспышками наблюдается также в мягком рентгеновском излучении [13–15].

Ряд случаев возрастания мощности КПФ перед вспышками с периодами от 3-х до 100 минут был обнаружен с использованием данных наблюдений на радиогелиографе Нобейама (NoRH) [16-21].

Целью данной работы является исследование частоты встречаемости эффекта усиления мощности КПФ перед вспышкой. Для работы были использованы наблюдения Солнца, выполненные на NoRH на частоте 17 ГГц (1.76 см) в интенсивности (параметр Стокса I). В наших предыдущих рабо-

тах мы выполняли синтез радиоизображений по нестандартной методике, что требует значительного времени и поэтому не позволяет рассмотреть быстро большое количество событий. В данной работе мы использовали так называемые корреляционные кривые (correlation plots). Корреляционные кривые отражают усредненные корреляции между антенными парами с исключением пар антенн с короткими базами. Корреляция возрастает при сильных сигналах, например, от вспышек. 1% корреляции (или 0.01 для кривых, нормированных на 1) соответствует 30 SFU плотности потока. Использование корреляционных кривых позволяет быстро проанализировать большое количество событий. При этом надо учитывать, что это усредненная характеристика. Если два и более события происходят одновременно в разных активных областях, мы не сможем их разделить, что ограничивает количество вспышек, которые мы можем проанализировать. С другой стороны, эта “усредненность” позволяет предположить, что часть предвспышечных КПФ в корреляционных кривых мы не видим, но реально они есть и были бы обнаружены при анализе двумерных изображений с высоким пространственным разрешением. Т.е. из анализа корреляционных кривых мы получаем нижнюю границу оценки количества событий с предвспышечными КПФ.

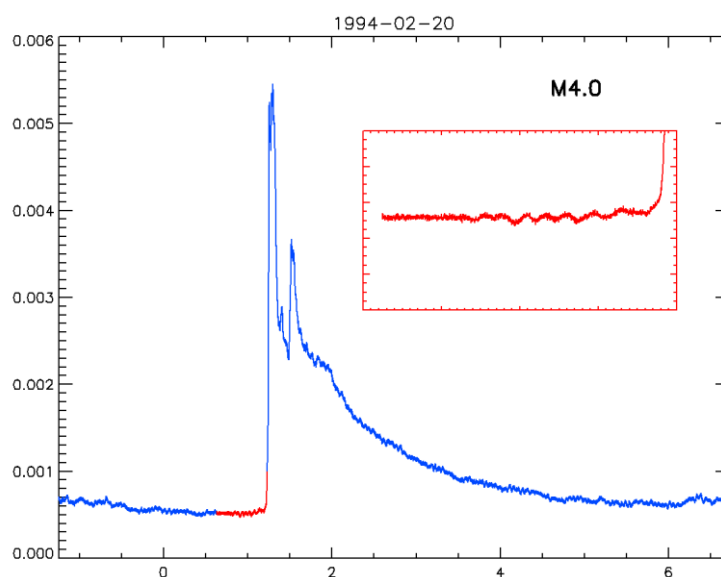


Рис. 1. Корреляционная кривая (синяя кривая), полученная на радиогелиографе Нобеля 20 февраля 1994 г. Ось абсцисс – время UT в часах, 0 соответствует моменту 00:00 20.02.1994. Ось ординат – корреляция, нормированная на 1. На корреляционной кривой красным цветом выделен предвспышечный цуг перед вспышкой класса M4.0. Этот фрагмент показан отдельно на красной вставке.

Мы отобрали все вспышки классов M и X (по GOES), которые произошли с 1992 по 2015 гг. в интервале времени наблюдений NoRH (23:00–06:00 UT). Примерно половина из них оказалась непригодна для анализа из-за наличия большого количества слабых вспышек перед вспышкой M

или X класса, что приводило к невозможности выделить предвспышечные флуктуации. Основным критерием отбора было наличие “спокойного” участка корреляционной кривой перед вспышкой.

Среди исследователей нет единого мнения, какие вспышки считать мощными. Часто к мощным вспышкам относят вспышки класса M5 и мощнее. Поэтому вспышки класса M мы разделили на две группы (слабее M5 и мощнее) и рассмотрели их отдельно.

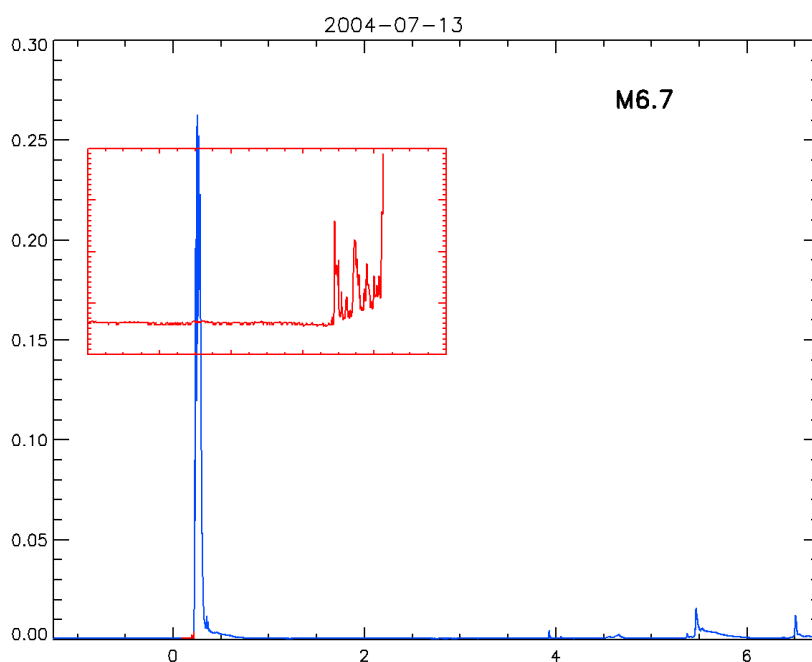


Рис. 2. Корреляционная кривая (синяя кривая), полученная на радиогелиографе Нобеля 13 июля 2004 г. Ось абсцисс – время UT в часах, 0 соответствует моменту 00:00 13.07.2004. Ось ординат – корреляция, нормированная на 1. На корреляционной кривой красным цветом выделен предвспышечный цуг перед вспышкой класса M6.7. Этот фрагмент показан отдельно на красной вставке.

Всего было проанализировано 323 события классов X и M, удовлетворяющих нашим критериям отбора. На рис. 1 и 2 приведены два примера. В таблице приведена количественная сводка. Во втором столбце дано число вспышек классов M и X вместе, в третьем – только X-вспышки, в четвертом – вспышки класса M5 и мощнее, в пятом – слабее M5. Отметим, что по характеру флуктуаций, все события можно разделить на два класса. В одних случаях наблюдаются почти гармонические колебания (рис. 1), в других – КПФ выглядят, скорее, как последовательность слабых вспышек (рис. 2). На основе этого факта можно предположить, что в различных случаях КПФ являются проявлениями различных процессов, происходящих на начальных этапах развития солнечных вспышек. В тех случаях, в которых КПФ выглядят как гармонические, они могут отражать волновые процессы в активных областях. В случаях с нерегулярными КПФ, возможно, они являются проявлением процессов ускорения частиц.

Таблица. Количество событий с предвспышечными КПФ и без них.

	X+M	X	>M5	M1-M5
Есть КПФ	198 (61%)	32 (71%)	63 (75%)	103 (53%)
Нет КПФ	125 (39%)	13 (29%)	21 (25%)	91 (47%)
Всего	323	45	84	194

Основные выводы следующие

По данным корреляционных кривых у 50–75% рассмотренных событий разной мощности наблюдаются предвспышечные флуктуации микроволнового излучения. Поскольку корреляционная кривая – это усредненная характеристика, полученную оценку можно рассматривать как нижнюю границу количества событий с КПФ. В разных случаях выявлены различные длительности предвспышечных цугов: от 2–3 до 60–70 минут. Наблюдаются различные периоды флуктуаций: от нескольких секунд до нескольких минут. Длительность предвспышечных цугов колебаний в периодах колебаний составляет, в среднем, 5 периодов. По характеру КПФ можно разделить на две группы: гармонические и спорадические. Возможно, в разных событиях КПФ имеют разную природу.

Работа выполнена в рамках Государственного задания (№ 1021032422589-5, Многоволновое активное Солнце – Изучение солнечной активности, цикличности, солнечно-земных связей и солнечно-звездных аналогий на различных временных шкалах на основе многоволновых наблюдений).

Литература

1. *Durasova M.S., Kobrin M.M., Yudin O.I.* // Nature, 1971, **229**, 82.
2. *Кобрин и др.* // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 1350.
3. *Кобрин М.М. и др.* // Солнечные данные, 1973, N10, 79.
4. *Алешин В.И., Кобрин М.М., Коршунов А.И.* // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 747.
5. *Коршунов А.И., Прокофьева Н.А.* // Солнечные данные, 1976, N2, 52.
6. *Аверьянихина Е.А. и др.* // Иссл. Солнца и красных звезд. Рига, Зинатне, 1982, **16**, 61.
7. *Берулис И.И. и др.* // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 1362.
8. *Арбузов С.И.* // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1979, **22**, 1165.
9. *Берулис И.И. и др.* // АЖ, 1983, **60**, 974.
10. *Авдюшин С.В. и др.* // Доклады АН СССР, 1985, т.283, N1, с.67.
11. *Bystrov et al.* // Soviet Astronomy Letters, 1978, v.4, p.76.
12. *Bystrov et al.* // Geomagnetism and Aeronomy, 1979, v.19, p.197.
13. *Zhdanov A.A., Charikov Y.E.* // Soviet Astronomy Letters, 1985, v.11, p.88.
14. *Tan B. et al.* // Astrophys. J., 2016, **83**, id 206.
15. *Зимовец И.В. и др.* // Геомагнетизм и Аэрономия, 2022, т.62, стр.436.
16. *Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu.* // Publ.Astr.Soc.Japan, 2006, **58**, 29.
17. *Sych R., Nakariakov V.M., Karlicky M., Anfinogentov S.* // A&A, 2009, **505**, 791.
18. *Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Shibasaki K.* // Solar Phys., 2011, **273**, 403.
19. *Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.* // Ядерная физика, 2018, **81**, N 3, с. 366.
20. *Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A.* // Geomag. and Aeronomy, 2019, **59**, No. 7, 822.
21. *Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A.* // Geomag. and Aeronomy, 2020, **60**, No. 7, 846.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ИЗМЕРЕНИЯМ В ОБСЕРВАТОРИИ МАУНТ-ВИЛСОН И РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ $F_{10.7}$ НА ФАЗЕ СПАДА И МИНИМУМА 24 ЦИКЛА

Ахтемов З.С., Цап Ю.Т., Малащук В.М.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, пос. Научный, Крым, Россия

SUNSPOT MAGNETIC FIELDS ACCORDING TO MEASUREMENTS WITH MOUNT WILSON OBSERVATORY AND RADIO EMISSION $F_{10.7}$ DURING DECLINING AND MINIMUM PHASES OF CYCLE 24

Akhtemov Z.S., Tsap Y.T., Malashuk V.M.

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia

A comparative analysis of the evolution of the maximum magnetic field strengths of sunspots obtained with the Mount Wilson Observatory and the spectral flux of radio emission at a frequency of 2.8 GHz ($F_{10.7}$) during the declining and minimum phases of the 24th cycle of solar activity (2015–2019) was carried out. An anomalous behavior of the magnetic field of sunspots with a strength > 1500 G was detected, which is in good agreement with the results of observations with the BST-2 telescope of CrAO RAS. Despite a slight increase in the average values of the magnetic field from 2015 to 2017, a scatter plot for $F_{10.7}$ and Wolf numbers did not show any peculiarities. This indicates the decisive contribution to the solar activity index $F_{10.7}$ of the thermal bremsstrahlung mechanism of radio emission. The influence of the cyclotron radio emission from active regions on the $F_{10.7}$ index behavior over long time scales is discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-13-16

Введение

В настоящее время одним из наиболее популярных индексов солнечной активности является индекс $F_{10.7}$ – спектральный поток радиоизлучения от всего диска Солнца на длине волны 10.7 см (рис. 1а). Он определяется тормозным и магнитотормозным (циклотронным) механизмами радиоизлучения в активных областях (АО). Однако до сих пор вопрос о вкладе теплового и циклотронного излучения в индекс $F_{10.7}$ остается открытым.

В АО нижней короны и переходной области, где величина индукции магнитного поля $B = 10^2$ – 10^4 Гс, микроволновое излучение солнечных активных областей с длиной волны 1–30 см может определяться циклотронным механизмом генерации на второй и третьей гармонике электронной гирочастоты $\omega_B = eB / (mc)$, где e и m – масса и заряд электрона соответственно и c – скорость света. Излучение возникает в неоднородном магнитном поле над солнечными пятнами в (рис. 1б) гирорезонансных слоях [1–2]. Ранее мы попытались оценить вклад циклотронной компоненты в индекс $F_{10.7}$, исходя из особенностей поведения магнитного поля пя-

тен B_{Cr} с напряженностью > 1500 Гс по измерениям на БСТ-2 КрАО в 24 цикле. Однако вопрос о возможных ошибках измерений остался открытым.

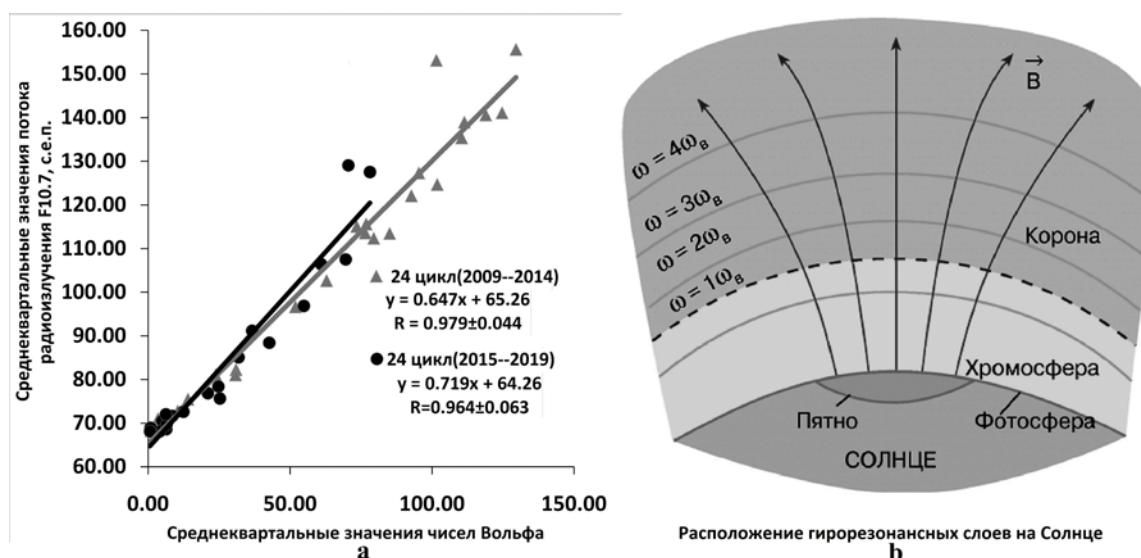


Рис. 1. а – Диаграмма рассеяния потока радиоизлучения $F_{10.7}$ и чисел Вольфа W на фазе минимума, роста и максимума 24 цикла (серый цвет), а также фазе спада и минимума (черный цвет). Коэффициенты корреляции R между $F_{10.7}$ и W на фазе роста (2009–2014) и фазе спада (2015–2019) соответственно равны 0.98 ± 0.04 и 0.96 ± 0.06 , б – Схематическое изображение гирорезонансных слоев АО (<http://www.astronet.ru/db/msg/1210270>).

Цель настоящей работы – провести сравнительный анализ эволюции для максимальных напряженностей магнитного поля пятен, полученных в Mount Wilson Observatory (MWO) с $B_{MWO} > 1500$ Гс, чисел Вольфа W и спектрального потока радиоизлучения Солнца $F_{10.7}$ на фазе спада и минимума 24 цикла солнечной активности (2014–2019 гг.). Сравнить полученные результаты с данными БСТ-2 и попытаться оценить вклад циклотронной компоненты в индекс $F_{10.7}$, исходя из данных обсерватории MWO.

Наблюдения и обработка данных

Для проведения исследований использовались максимальные значения магнитных полей пятен за период с 2014 по 2019 гг., находящиеся в свободном доступе на сайте <ftp://howard.astro.ucla.edu/pub/obs/drawings>, которые следуют из визуальных спектральных измерений расщепления зеемановских компонент линии FeI 630.2 нм с g-фактором 2.5.

Для чисел Вольфа, которые являются одним из основных количественных показателей солнечной активности, мы воспользовались данными, находящиеся в свободном доступе на сайте Королевской обсерватории Бельгии <http://www.sidc.oma.be>. Мы использовали также результаты ежедневных измерений, потока радиоизлучения $F_{10.7}$, опубликованные на сайте Национального департамента по окружающей среде США (National

Centers for Environmental Information) – <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/solar-indices.html>.

Среднеквартальные и сглаженные графики изменения со временем напряженности магнитного поля пятен, строились по данным БСТ-2 КрАО РАН (рис. 2а) и MWO (рис. 2б). При этом для большей наглядности мы также привлекли значения индекса $F_{10.7}$. Как видно, на фазе спада 24-го цикла магнитные поля пятен, измеренные в MWO, также как и по данным в КрАО ведут себя аномальным образом (см. также рис. 3) – магнитное поле растет с 2015 по 2017 гг. Обращает также на себя внимание, что коэффициент корреляции R между B_{MWO} и числами Вольфа W оказался равным 0.19 ± 0.21 .

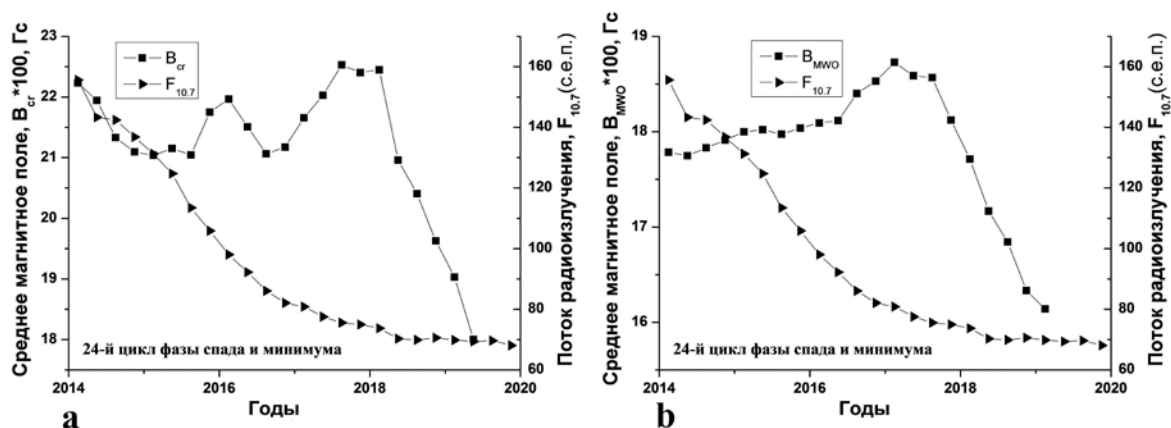


Рис. 2. Эволюция среднеквартальных усредненных значений напряженностей магнитного поля солнечных пятен B_{Cr} и B_{MWO} и значений потока радиоизлучения $F_{10.7}$ в период с 2014 по 2019 гг.

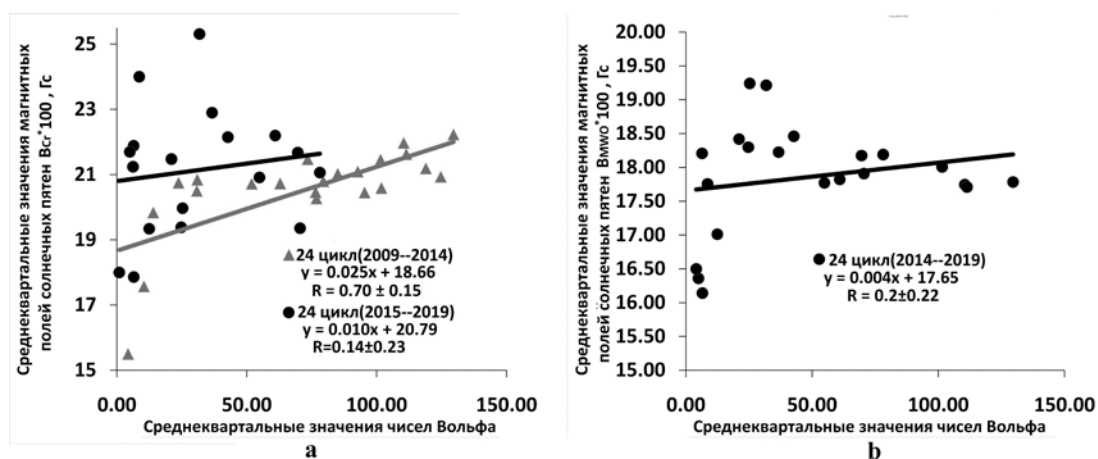


Рис. 3. а – Диаграммы рассеяния среднеквартальных значений B_{Cr} и W с 2009 по 2014 гг. (серый цвет) и с 2015 по 2019 гг. (черный цвет), б – Значения B_{MWO} и W (за период с 2014 по 2019 гг. $R = 0.20 \pm 0.22$). На фазе спада 24-го цикла, магнитные поля пятен ведут себя аномальным образом.

Можно предположить, что вклад циклотронной компоненты излучения в индекс $F_{10.7}$ должен возрасть с 2015 по 2017 гг. из-за аномального

поведения магнитного поля пятен. Это предполагает, что с учетом «нормального» уменьшения чисел Вольфа на фазе спада на диаграммах рассеяния для W и $F_{10.7}$ (рис. 1а) в заданный период времени должен наблюдаться заметный рост наклона регрессионной прямой. Поскольку это не наблюдается, то мы приходим к выводу о пренебрежимо малом вкладе циклотронной компоненты в индекс $F_{10.7}$.

Выводы

Кратко сформулируем основные результаты работы.

- Как следует из анализа эволюции усредненных значений напряженности магнитного поля солнечных пятен B_{MWO} и индекса $F_{10.7}$, а также диаграммы рассеяния между магнитным полем пятен и числами Вольфа за период с 2014 по 2019 гг., магнитные поля пятен ведут себя аномальным образом на фазе спада 24-го цикла, а их напряженности с 2015 по 2017 гг. даже незначительно возрастают.

- Коэффициенты корреляции на фазе спада и минимума 24 цикла (2014–2019) между B_{MWO} и индексом $F_{10.7}$, а также между B_{MWO} и числами Вольфа W соответственно равны 0.19 ± 0.21 и 0.20 ± 0.22 .

- Из аномального поведения напряженностей солнечных пятен на фазе спада 24 цикла, а также регрессионного анализа следует, что вклад циклотронной компоненты в интегральный индекс Солнца $F_{10.7}$ является незначительным, т.е. определяющую роль играет тепловой тормозной механизм излучения.

Литература

1. Железняков В.В. Радиоизлучение Солнца и планет. – М.: Наука, 1964.
2. Vourlidas A., T.S. Bastian and M.J. Aschwanden. // The Astrophysical Journal, 489:403–425, 1997 November 1

**ОСОБЕННОСТИ КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР
В БЕССИЛОВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ ДЛЯ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ
СО ВСПЫШКАМИ РЕНТГЕНОВСКОГО КЛАССА M,
СОПРОВОЖДАЮЩИМИСЯ И НЕ СОПРОВОЖДАЮЩИМИСЯ
КОРОНАЛЬНЫМИ ВЫБРОСАМИ МАСС**

Бакунина И.А.¹, Мельников В.Ф.², Абрамов-Максимов В.Е.²

¹*Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
Нижний Новгород, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

**FEATURES OF CORONAL MAGNETIC STRUCTURES
IN THE FORCE-FREE APPROXIMATION FOR ACTIVE REGIONS
WITH X-RAY M-CLASS FLARES ACCOMPANIED AND
UNACCOMPANIED BY CME**

Bakunina I.A.¹, Melnikov V.F.², Abramov-Maximov V.E.²

¹*HSE University, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia*

Reconstruction of the magnetic field in a nonlinear force-free approximation based on SDO/HMI vector magnetograms for X-ray class M flares, some of which were accompanied by coronal mass ejections (CME), allowed to reveal different stages of the formation of magnetic ropes in the flare region. Based on SDO/HMI observations, as well as on the Nobeyama radioheliograph and SDO/AIA, differences in observational features in the pre-flare and post-flare phases for events with CME revealed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-17-20

Магнитные жгуты органически связаны с CME (coronal mass ejection, корональными выбросами массы), но вопрос когда образуется магнитный жгут – до CME, вместе с ним или же является его последствием, до сих пор окончательно не ясен. Является ли жгут предтечей CME, развиваясь, включая все больше линий магнитной напряженности, которые все более искривляются, пока не разовьется неустойчивость, и жгут не оторвется от Солнца, выбрасывая в космос огромное количество энергии и плазмы? В другом сценарии, удаляясь от Солнца, магнитное поле плазмы пытается соединиться как разные полюса магнитов, в результате чего внутри CME образуются магнитные жгуты.

«Стандартная модель вспышки», или CSHKP model [1–4], предполагает присутствие магнитных жгутов (MFR – magnetic flux ropes) в короне АО (активной области) как предпосылку для инициирования эруптивных вспышек. MFR распознается как набор силовых линий магнитного поля, которые закручены вокруг своей центральной оси более одного раза [5]. Считается, что эти сложные структуры образуются в результате пересо-

единения потока по линии инверсии полярности (PIL – polarity inversion line) через фотосферный сдвиг и сходящиеся движения [6].

Цель нашей работы – выяснить роль магнитных жгутов в возникновении вспышек и CME на основе исследования предвспышечной динамики многоволновых излучений и восстановления коронального магнитного поля из фотосферы в корону (метод «NLFFF extrapolation») для эруптивных (с CME) и «confined» (либо без эрупции, либо с несостоявшимися CME – запертой эрупцией) активных областей.

Мы использовали каталог вспышек NOAA, Space Weather Prediction Center (SWPC) и каталог В.Н. Ишкова [7], разделяя вспышки на confined (С – отсутствие эрупции, эрупция без CME – CE) и вспышки с CME (E). Всего исследовано 15 вспышек: 4 вспышки С, 3 вспышки CE и 8 вспышек E.

В выборку вошли только те события, время наблюдения которых попало в интервал наблюдений Радиогелиографа Нобейма (22:50–06:20 UT).

Для каждой из 15-ти АО в выбранные моменты времени перед вспышками, а для нескольких АО – во время вспышек и после них – было восстановлено корональное магнитное поле из фотосферы в корону (метод «NLFFF extrapolation») согласно алгоритмами, приведенными в работах [8–10].

Как для событий без CME, так и для событий с CME, характерно наличие в той или иной части АО открытых магнитных конфигураций и присутствие вблизи некоторых АО в обеих подвыборках корональных дыр.

Но в событиях с CME вспышка, в основном, локализуется вблизи таких открытых магнитных конфигураций (и корональных дыр). В отличие от них, в событиях без CME вспышка происходит, в основном, либо в межпятенной зоне, либо в тех частях АО, где отсутствуют открытые магнитные структуры и корональные дыры; в обоих случаях возможная эрупция, вероятно, удерживается внутри замкнутой структуры магнитного поля АО.

Ранее для двух АО, входящих в нашу выборку, мы показали [11], что магнитный жгут формируется за 2–3 часа до начала вспышек, которые затем начинаются в области его формирования, проявляют себя в виде возгорания скрещенных петель в КУФ (крайнем ультрафиолетовом диапазоне).

На эту же область приходится максимум яркости радиоизлучения на 17 ГГц. Но главным отличием между рассмотренными двумя активными областями было отличие в структуре магнитного поля над ними – открытая и закрытая магнитные конфигурации, что в первом случае способствовало выходу CME, а во втором его отсутствию. То есть, зарождение и формирование MFR за несколько часов до вспышки, возможно, и является необходимым условием CME, но не достаточным. MFR образуются и в АО без CME, где замкнутые магнитные поля не создают условий для освобождения плазмы из короны.

В данной работе мы хотим обратить внимание на изменение структуры магнитного поля в NLFFF- приближении с визуализацией в GX_simulator до и после вспышек с СМЕ.

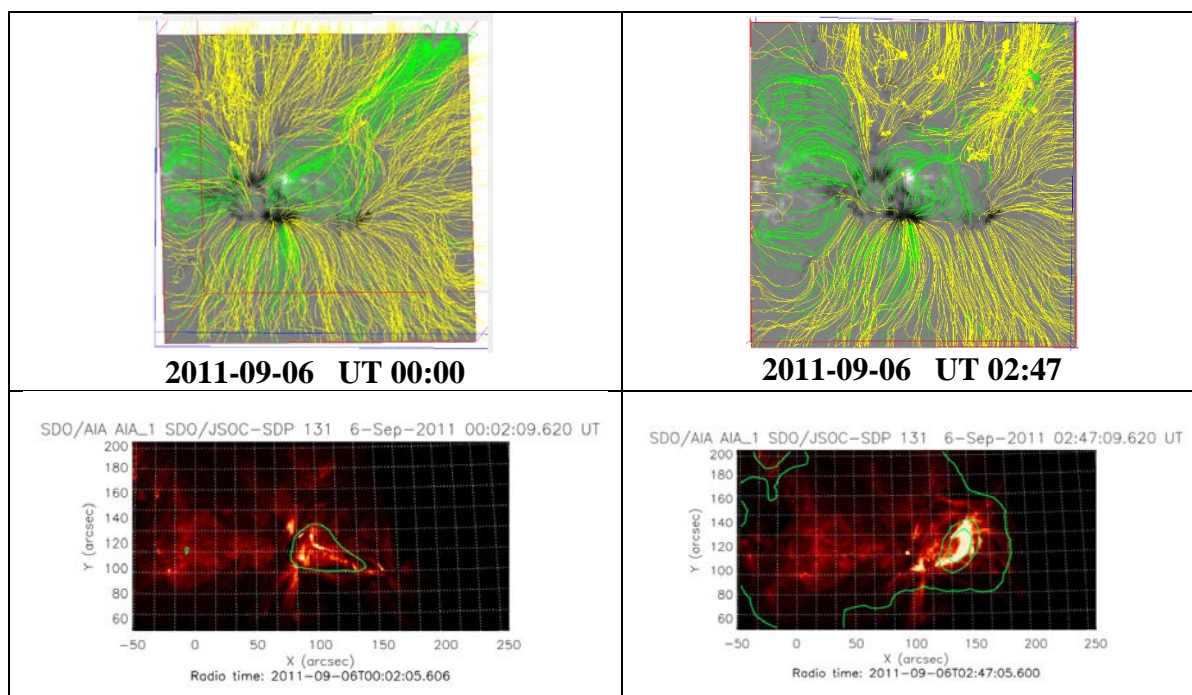


Рис. 1.

Рассмотрим вспышку в АО 11283 M5.3/1B (0135 0150 0236), 2011-09-06, которая сопровождалась СМЕ в 02:24 UT, согласно [7].

Рис. 1 (верхняя панель) демонстрирует наличие магнитных жгутов за полтора часа до вспышки в момент 00:00 UT (слева) и существенное изменение скрученных полей после вспышки и выхода СМЕ, в момент 02:47 UT (справа). Изображения центрированы на координаты максимума радиояркости вспышки по данным NoRH. Нижняя панель демонстрирует, как менялось распределение яркости в КУФ, 131\AA , для этих же моментов времени, соответственно (зеленые контуры – радиояркость в интенсивности, 17 ГГц). Изображения справа демонстрируют наличие нового магнитного жгута, которого не было до вспышки, в том же месте, где наблюдается яркое свечение в КУФ. Возможно, именно здесь и произошел СМЕ.

Еще одна вспышка класса M в АО 11877 M 9.3/1N (0021 0030 0048), 2013-10-24, которая сопровождалась СМЕ в 01:25 UT, согласно [7], демонстрирует в NLFFF-экстраполяции значительную перестройку MFR, вплоть до их исчезновения после СМЕ.

На рис. 2 (верхняя панель) видно наличие скрученных магнитных силовых линий за 20 минут до начала вспышки в момент 00:00 UT (слева) и их исчезновение после вспышки в момент выхода СМЕ, в 01:25 UT (справа). Нижняя панель демонстрирует существенное изменение как распределения яркости в КУФ, 131\AA , для 00:00 UT (слева) и 00:55 UT (справа), со-

ответственно, так и в структуре радиоисточников (зеленые контуры – радиояркость в интенсивности, 17 ГГц).

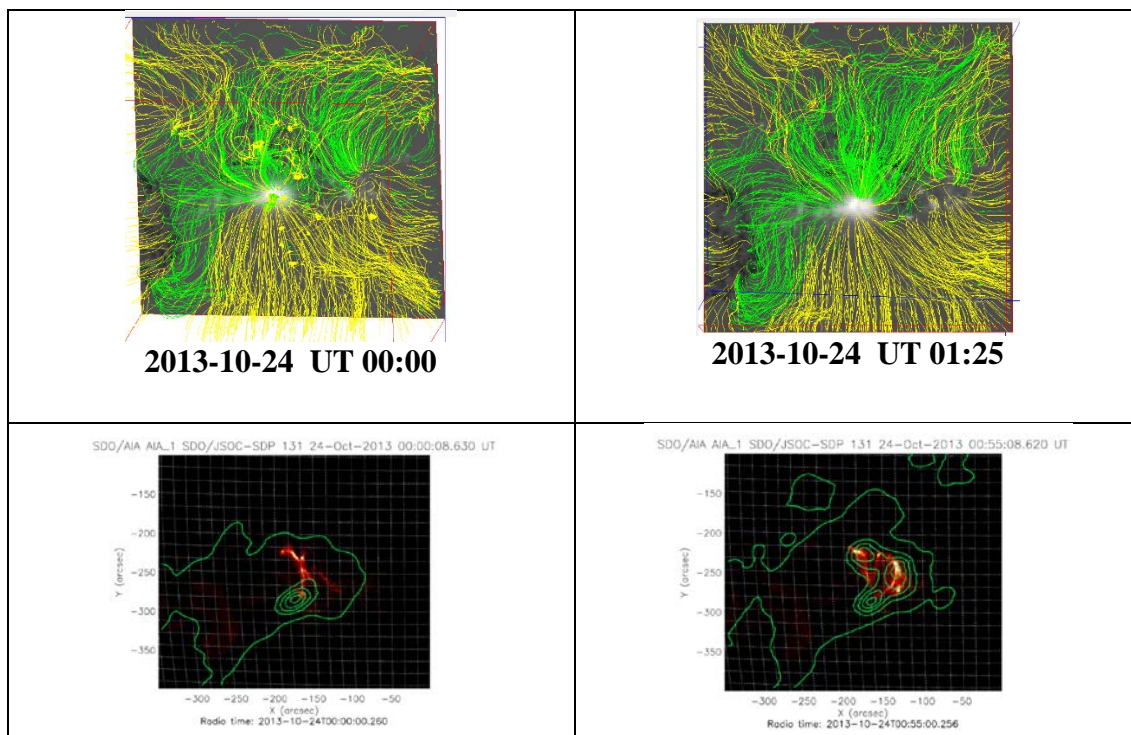


Рис. 2.

Таким образом, эти два примера из нашей выборки событий с СМЕ говорят, о том, что скрученные магнитные силовые линии формируются перед вспышками и испытывают значительную трансформацию, вплоть до исчезновения, в момент и после СМЕ.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФ 22-12-00308 (В.Ф.М.) и в рамках Государственного задания № 1021032422589-5 (В.Е.А.-М.).

Литература

1. Carmichael, H. // NASA Spec. Publ., 1964, **50**, 451
2. Sturrock, P.A. // Nature, 1966, **211**, 695
3. Hirayama, T. // Solar Phys., 1974, **34**(2), 323
4. Kopp, R.A., Pneuman, G.W. // Solar Phys., 1976, **50**, 85.
5. Gibson, S.E., Fan, Y., Török, T., & Kliem, B. // SSRv, 2006, 124, 131
6. van Ballegoijen, A.A., & Martens, P.C.H. // ApJ, 1989, 343, 971
7. В.Н. Ишков, каталог, http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar_Flare_Events/Fl_XXIV.txt
8. Wiegelmann T. // Solar Phys., 2004, **219**, 87
9. Stupishin A., Magnetic Field Library // GitHub. –, URL https://github.com/Alexey-Stupishin/Magnetic-Field_Library
10. Anfinogentov S., GXBox_prep. // GitHub. – URL https://github.com/Sergey-Anfinogentov/GXBox_prep
11. Bakunina, I.A., Mel'nikov, V.F., Shain, A.V., et al. // Izv. Krym. Astrofiz. Obs., 2022, vol. 117, no. 1, pp. 65–74.

МОДЕЛИРОВАНИЕ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА НА ОСНОВЕ РАЗЛИЧНЫХ ПАРАМЕТРОВ КОРОНАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Березин И.А.^{1,2}, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Горная астрономическая станция ГАО, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

MODELING THE SOLAR WIND SPEED BASED ON VARIOUS CORONAL MAGNETIC FIELD PARAMETERS

Berezin I.A.^{1,2}, Tlatov A.G.^{1,2}

¹*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory, Russia*

²*KalmSU, Elista, Russia*

The Wang-Shelley-Arge (WSA) model of the solar wind (SW) is based on the idea that weakly expanding coronal magnetic field tubes are associated with sources of fast SW and vice versa. A parameter called the flux tubes expansion (FTE) is used to determine the degree of expansion of magnetic tubes. The FTE is calculated based on the coronal magnetic field model, usually in the potential approximation. The second input parameter for the WSA model is the distance from the base of the magnetic field line in the photosphere to the edge of the corresponding coronal hole. These two coronal magnetic field parameters are related by an empirical relation to the solar wind velocity near the Sun. This approach does not fully explain the mechanisms of solar wind formation. We propose to use other magnetic field parameters for modeling the solar wind, such as the length of field lines, the absolute value of the magnetic flux at the wind source, the distance to the heliospheric current layer, and others. To reconstruct the magnetic field structure in the corona, we use both the potential approximation (the PFSS model) and some current approximations. We analyzed a number of possible parameters determining the solar wind velocity from observations at Kislovodsk (STOP), Stanford (WSO), and the SDO/HMI satellite. It was found that, by omitting the use of FTE, the correlation between the velocity of the modeled and observed SW is as good or better than that using the standard WSA model.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-21-24

Введение

В настоящее время принято считать, что механизмы формирования солнечного ветра (СВ) связаны со структурой крупномасштабного магнитного поля на фотосфере и в солнечной короне. Соответственно, исследования источников и механизмов ускорения СВ основываются на тех или иных моделях коронального магнитного поля. В качестве входных параметров в моделях солнечной короны используются синоптические карты, сформированные из наблюдений на магнитографах полного диска Солнца. Источниками невозмущённого солнечного ветра считаются корональные дыры (КД), которые соответствуют областям на фотосфере с открытой конфигурацией силовых линий магнитного поля. При этом открытыми

считаются силовые линии, достигающие поверхности источника – гипотетической сферической поверхности, радиус которой, как правило, принимается равным 2.5 радиусам Солнца (R_{\odot}).

Согласно модели Wang-Shelley-Argе (WSA), СВ распространяется из КД к поверхности источника по магнитным трубкам. При этом скорость СВ на поверхности источника зависит от степени расширения магнитных трубок – фактора расширения (ФР): $f_s = R_{\odot}^2 B_r(R_{\odot}) / (R_s^2 B_r(R_s))$, где $B_r(R_s)$ и $B_r(R_{\odot})$ – радиальные компоненты магнитного потока на поверхности источника и в основании магнитной трубки на фотосфере. Вторым параметром модели WSA, θ_b – расстояние от основания магнитной трубки на фотосфере до края соответствующей КД [1, 3]. Скорость СВ определяется из эмпирически найденного соотношения:

$$V(f_s, \theta_b) = 265 + \frac{1.5}{(1 + f_s)^{0.22}} (6.08 - 3.3 \exp(-(\theta_b/2.5)^{1.5}))^{3.4} \quad (1)$$

Модель WSA, хотя и является признанной, не лишена недостатков. Самая большая проблема – модель работает нестабильно и в некоторые периоды показывает отрицательную корреляцию с наблюдениями [2]. В этой работе мы исследуем связи наблюдаемой скорости СВ с различными параметрами магнитного поля, с целью использовать найденные закономерности в модели СВ.

Методы исследования и результаты

Расчёты параметров магнитного поля выполнялись в PFSS приближении и базировались на трёх рядах данных: STOPP (Кисловодск, 2014–2022 гг.); WSO (1974–2022 гг.); SDO/HMI (2010–2022 гг.). Кроме параметров модели WSA вычислялись также некоторые другие:

1. L – длина открытых силовых линий между фотосферой и поверхностью источника в единицах солнечного радиуса;
2. α_r – средний угол отклонения силовых линий от радиального направления на разных диапазонах высот, в градусах;
3. θ_{HCS} – кратчайшее угловое расстояние до гелиосферного токового слоя в градусах;
4. Абсолютные значения радиальных компонент магнитного потока на поверхности источника и в основании соответствующей трубки на фотосфере – $|Br(R_s)|$ и $|Br(R_{\odot})|$;
5. lat_{fp} – широта основания силовых линий на фотосфере, в градусах.

Все вышеперечисленные параметры вычислялись в плоскости эклиптики и сопоставлялись с наблюдаемой скоростью СВ, взятой из базы данных OMNI2. Для сопоставления наблюдаемая скорость СВ была пересчитана к регулярной сетке на поверхности источника в баллистическом приближении (рис. 1).

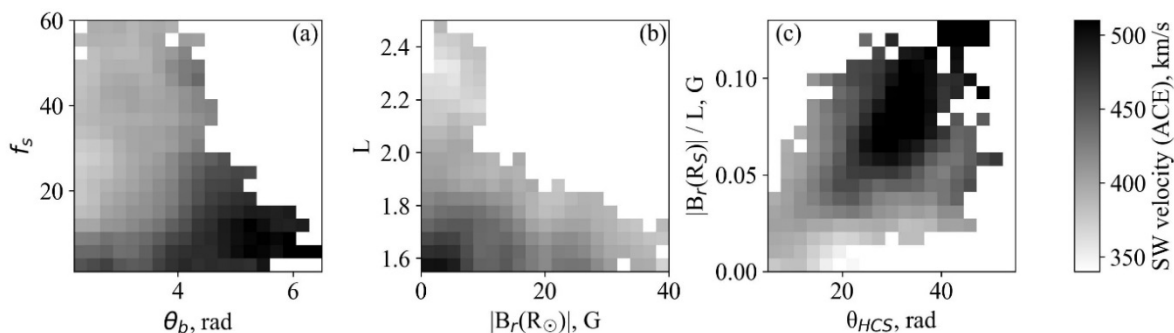


Рис. 1. Сопоставление различных пар параметров магнитного поля с наблюдаемой скоростью СВ (ACE) по данным СТОП (Кисловодск) 2014–2022 гг.

Из сопоставления мы видим, что скорость СВ можно, в целом, описывать различными двухпараметрическими зависимостями. Более длинные силовые линии, основания которых преимущественно лежат на высоких широтах, приносят в плоскость эклиптики относительно слабый ветер. Меньшая напряжённость магнитного поля в основании трубки приводит к более быстрому ветру на поверхности источника, для магнитного поля на поверхности источника зависимость обратная. В областях поверхности источника, сильно удалённых от токового слоя, наблюдается быстрый СВ и наоборот.

Таблица 1. Коэффициенты корреляции между параметрами магнитного поля и наблюдаемой скоростью СВ (OMNI2) по усреднённым за оборот Кэррингтона значениям.

	V_{WSA}	$1/f_s$	θ_b	$1/L$	$ B_r(R_s) $	θ_{HCS}	$ B_r(R_\odot) $
STOP	0.459	0.212	0.529	0.522	0.367	0.396	0.209
SDO/HMI	0.280	0.056	0.418	0.274	0.279	0.155	-0.017
WSO	0.312	-0.033	0.252	0.162	0.212	-0.016	-0.011

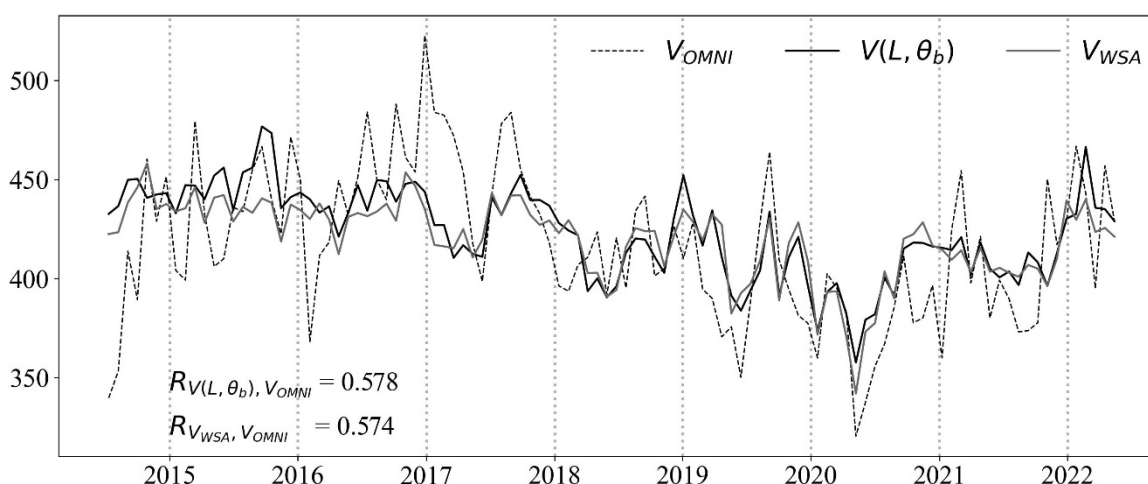


Рис. 2. Пример двухпараметрической зависимости скорости СВ $V(L, \theta_b)$; сравнение с наблюдаемой скоростью V_{OMNI} и со скоростью, вычисленной согласно модели WSA V_{WSA} . Вычисления по усреднённым за оборот параметрам.

Чтобы найти наиболее предпочтительные параметры для моделирования СВ, мы исследовали корреляцию различных параметров с наблюдаемой скоростью СВ (таблица 1). В целом, лучше всего себя показывают параметры θ_b , L , $|B_r(R_s)|$, а хуже всего – ФР, что достаточно неожиданно, так как ФР лежит в основе модели WSA. Таким образом, согласно нашим вычислениям, основную роль в модели WSA играет степень удалённости оснований магнитных трубок от границ КД. Мы предлагаем альтернативное WSA соотношение, которое не включает в себя ФР (рис. 2):

$$V(L, \theta_b) = 265 + \frac{0.00017(6.16 - 7.08 \exp(-0.98\theta_b))^{8.16}}{L^{0.68}}. \quad (2)$$

Коэффициенты соотношения (2) мы определяли, минимизируя отличия между модельными и наблюдаемыми скоростями методом Нелдера – Мида. Такая же процедура оптимизации применялась и для модели WSA (формула 1):

$$V(f_s, \theta_b) = 265 + \frac{0.66}{(1 + f_s)^{-0.04}} (7.2 - 7.0 \exp(-(\theta_b/2.5)^{3.3}))^{2.53}. \quad (3)$$

Не используя ФР, можно добиться корреляции с наблюдениями лучше, чем в рамках стандартной модели WSA. Это говорит о том, что степень расширения магнитных трубок, судя по всему, не является главным определяющим фактором в механизмах формирования СВ.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта 075-03-2022-119/1.

Литература

1. *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 // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics* 66, 1295–1309 (2004).
2. *Poduval, B.* Controlling Influence of Magnetic Field on Solar Wind Outflow: An Investigation using Current Sheet Source Surface Model // *The Astrophysical Journal* 827, L6 (2016).
3. *Wang, Y.-M. & Sheeley, N.R., Jr.* Solar Wind Speed and Coronal Flux-Tube Expansion // *The Astrophysical Journal* 355, 726 (1990).

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ И ЦИКЛИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАЗНЫХ МАСШТАБОВ В 21–25 ЦИКЛАХ

Биленко И.А.

*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга,
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

REGULARITIES IN THE FORMATION AND CYCLE VARIATIONS OF DIFFERENT SCALE SOLAR MAGNETIC FIELDS IN CYCLES 21–25

Bilenko I.A.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

The regularities of cycle variations of various scale magnetic fields in cycles 21-25 based on the large-scale magnetic field data at latitudes 35S-35N, reflecting the evolution of the solar global magnetic field (GMF), and sunspot numbers, characterizing the local magnetic field dynamics, are investigated. The results indicate that cycle changes in spot activity and corresponding oscillations differ significantly from that of the solar GMF. The intensity maxima of different period oscillations in wavelet spectra both of the global magnetic field and sunspot numbers occupy a significant range of periods in each cycle, which differs in different cycles and, moreover, they shift along the period length from cycle to cycle, which leads to the fact that their total spectrum in cycles 21–25 does not have one clearly defined maximum, but represents some average value blurred over the range of periods.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-25-28

Введение

Согласно теории Лейтона [5, 6], глобальное магнитное поле (ГМП) Солнца является продуктом распада локальных магнитных полей активных областей (АО). Однако Макаров и др. [7] показали, что динамика ГМП не только не зависит от АО, но и что ГМП предшествует АО приблизительно на 5.5 лет. Исследование корреляционных связей между ГМП и АО [2] показало, что взаимозависимости между ГМП и параметрами АО различны как в целом в разных циклах, так и на разных фазах в разных циклах, что может свидетельствовать о различных источниках формирования магнитных полей АО и ГМП. Динамика фоновых магнитных полей, являющихся одним из проявлений ГМП, также отличается от динамики сильных магнитных полей АО [3].

На основе данных наблюдений WSO крупномасштабных солнечных магнитных полей (КМП), отражающих динамику ГМП Солнца, и изменений числа пятен, характеризующих поведение локальных магнитных полей, проведено сопоставление вариаций периодов их вейвлет спектров в 21–25 циклах солнечной активности. Для корректного сопоставления КМП

рассматривалось в диапазоне широт от 35S до 35N, что соответствует широтам наблюдений активных областей.

Результаты исследования

На рис. 1 приведены вейвлет спектры суммарной напряженности (значений положительных и модуля отрицательных магнитных полей) КМП (B , рис. 1a) в диапазоне широт 35S-35N и числа пятен (W , рис. 1b) за период с 1976 по 2022 гг. (КО 1642-2258). На спектрах выделяются колебания с периодами: 3-6 КО ($P1$, 0.224-0.448 г. или 81.83-163.65 дня), 6-17 КО ($P2$, 0.448-1.270 г. или 163.652-463.680 дней), 17-70 КО ($P3$, 1.270-5.231 г. или 463.680-1909.27 дня) и 70-200 КО ($P4$, 5.231-14.945 г.) границы кото-

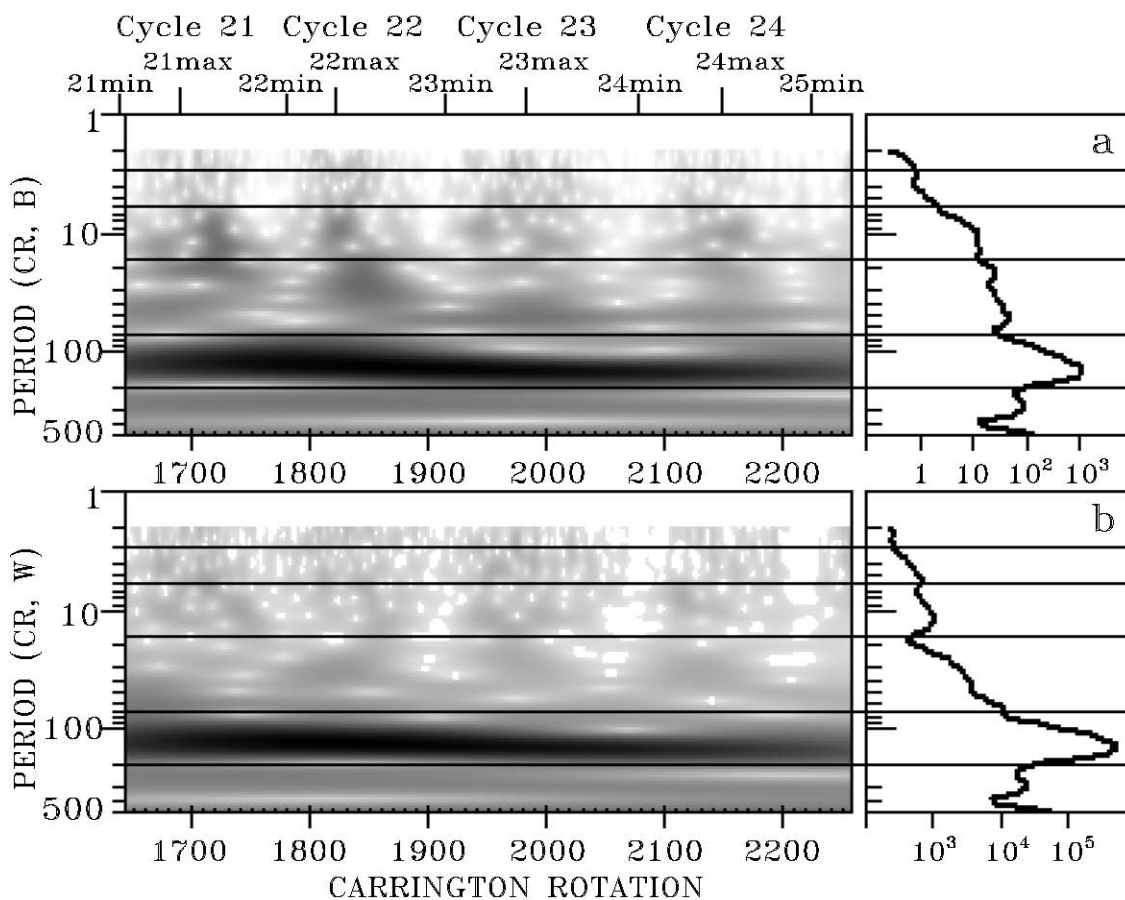


Рис. 1.

рых отмечены на спектрах горизонтальными линиями. При общей схожести динамики колебаний в циклах солнечной активности у B и W видны и явные отличия. Так колебания $P4$ изменяются синхронно и их интенсивности максимальны в 22 цикле, но отношение максимальных значений $P4$ к периодам $P1$ - $P3$ у W на порядок выше, чем у B . Диапазоны повышенной интенсивности периодов $P2$ у B в 22 и 23 циклах смещены к более коротким периодам (6-10 КО), а у W – к длинным (10-17 КО). Максимумы интенсивности колебаний $P3$ у B смещаются от 20 КО к 50 КО от 21 к 24

циклу, а у W от 21 к 22 циклу диапазон повышенной интенсивности $P3$ смещается от 40-70 КО к 20-40 КО и затем к 20-50 КО к 24 циклу. Так как максимумы интенсивностей в каждом интервале в каждом цикле занимают значительный диапазон периодов, который отличается в разных циклах и, более того, эти диапазоны смещаются по длине периодов от цикла к циклу, то суммарное их значение за 21–25 циклы не имеет одного четко выраженного максимума, а представляет собой некоторое среднее, размытое по диапазону периодов, значение.

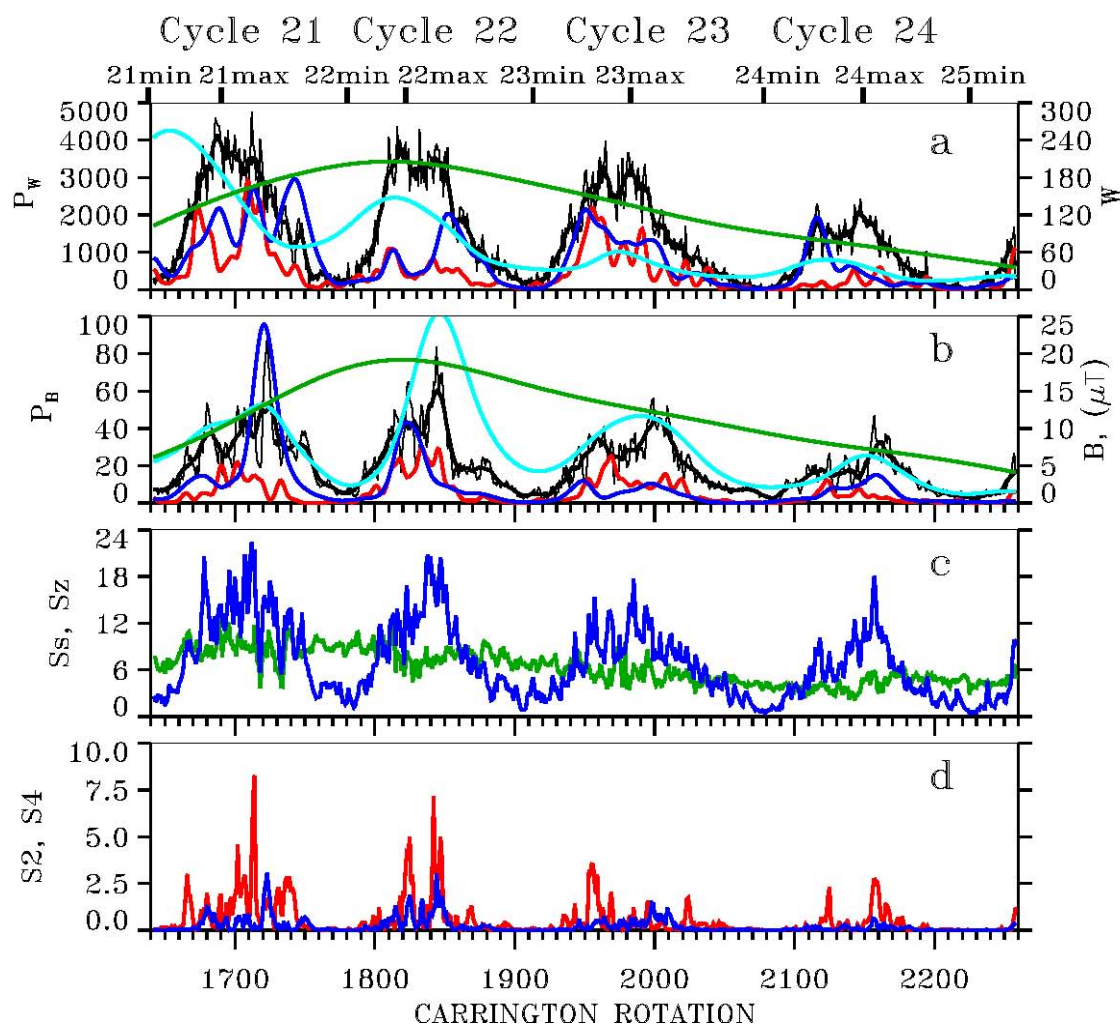


Рис. 2.

На рис. 2 показаны: средние для каждого диапазона периодов $P1$ - $P4$ интенсивности колебаний. На рис. 2a и 2b красный цвет соответствует $P1$, синий – $P2$, голубой – $P3$, зеленый – $P4$. Черным цветом на рис. 2a показано изменение W , а на рис. 2b – эволюция B . Тонкие линии на рис. 2a и 2b – это усредненные за каждый КО значения W и B , а толстые – за 13 КО. Для удобства сопоставления величины интенсивностей $P4$ поделены на 100 на рис. 2a и на 10 на рис. 2b. $P3$ поделены на 3 на рис. 2a, а $P1$ умножены на 5 на рис. 2b. На рис. 2c показаны изменения суммы секторных (S_s , синий

цвет) и зональных (S_z , зеленый цвет) гармоник сферического гармонического анализа ГМП [1], а на рис. 2d приведены вариации секторных гармоник S_2 (синий цвет) и S_4 (красный цвет). При анализе ГМП [4] было показано, что определенным структурам ГМП соответствуют колебания определенных периодов и их изменения в цикле соответствуют вариациям конкретных гармоник. Сопоставление рис. 2a-2d показывает, что общий ход циклических изменений W и соответствующих колебаний отличается от B и выявленных ранее для ГМП. Амплитуды P_1 и P_2 у W максимальны в нечетных циклах (21 и 23) и минимальны в четных (22 и 24), а у B – P_1 максимальна в 22 цикле и далее спадает к 24 циклу, а амплитуда P_2 максимальна в 21 цикле и затем понижается к 24 циклу. Амплитуда P_3 у W максимальна в 21 цикле и затем монотонно снижается к 24 циклу, а у B амплитуда P_3 максимальна в 22 цикле. Динамика суммы секторных гармоник больше соответствует циклическим изменениям B .

Выводы

Представлены результаты исследования циклических вариаций магнитных полей различных масштабов в 21–25 циклах на основе данных КМП (B) на широтах 35S–35N, отражающих динамику ГМП Солнца и чисел пятен (W) характеризующих динамику локальных магнитных полей.

Результаты свидетельствуют, что циклические изменения W и соответствующих колебаний в вейвлет спектре отличаются от B и выявленных ранее для ГМП [4] и соответствующих им колебаний.

Максимальные значения интенсивностей в каждом из интервалов P_1 – P_3 в каждом цикле занимают диапазон периодов, который отличается в разных циклах и, более того, эти диапазоны максимальной интенсивности смещаются по длине периодов от цикла к циклу, что приводит к тому, что суммарное их значение за 21–25 циклы не имеет одного четко выраженного максимума в общем спектре, а представляет собой некоторое среднее, размытое по диапазону периодов, значение.

Отношение интенсивности 11-летнего цикла (P_4) к более коротким периодам (P_1 – P_3) у W на порядок выше, чем у B .

Значения КМП и гармонических коэффициентов получены из данных солнечной обсерватории Wilcox (WSO). Значения чисел пятен предоставляются мировым центром данных SILSO.

Литература

1. Altschuler, M.D. and Newkirk, G. // Sol. Phys., V. 9, P. 131, 1969.
2. Bilenko, I.A. // Geomagnetism and Aeronomy, V. 56, No. 8, P. 978, 2016.
3. Bilenko, I.A. // ApJ, V. 889, 1, 12pp., 2020.
4. Bilenko, I.A. // ApJL., V. 897, P. 24(5pp), 2020.
5. Leighton, R.B. // ApJ, V. 140, P. 1547, 1964.
6. Leighton, R.B. // ApJ, V. 156, P. 1, 1969.
7. Makarov, V.I., Tlatov, A.G., Callebaut, D.K., et al. // Sol. Phys., V. 198, P. 409, 2001.

ПОИСК МАЛОАМПЛИТУДНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА У ЗВЕЗДЫ HD 168443 С ПЛАНЕТНОЙ СИСТЕМОЙ

Бондарь Н.И., Шляпников А.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

A SEARCH FOR LOW-AMPLITUDE PERIODIC BRIGHTNESS VARIATIONS IN HD 168443 WITH A PLANETARY SYSTEM

Bondar' N.I., Shlaypnikov A.A

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia

The paper presents the results of photometric studies of HD168443 based on a series of ground-based and space observations from the ASAS, KWS surveys, and the Hipparcos mission. An analysis of the light curves obtained for 30 years of observations, from 1990 to 2020, shows that the yearly mean brightness of the star remains constant within the measurement errors. From a series of data for 2007–2009, a photometric period of 34.7 days was obtained, and the low-amplitude brightness modulation was studied. Based on the phase curves, we determined the epochs of significant inhomogeneities in the distribution of spots on the surface of the star and enhanced spottedness of one of its hemispheres.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-29-32

Введение

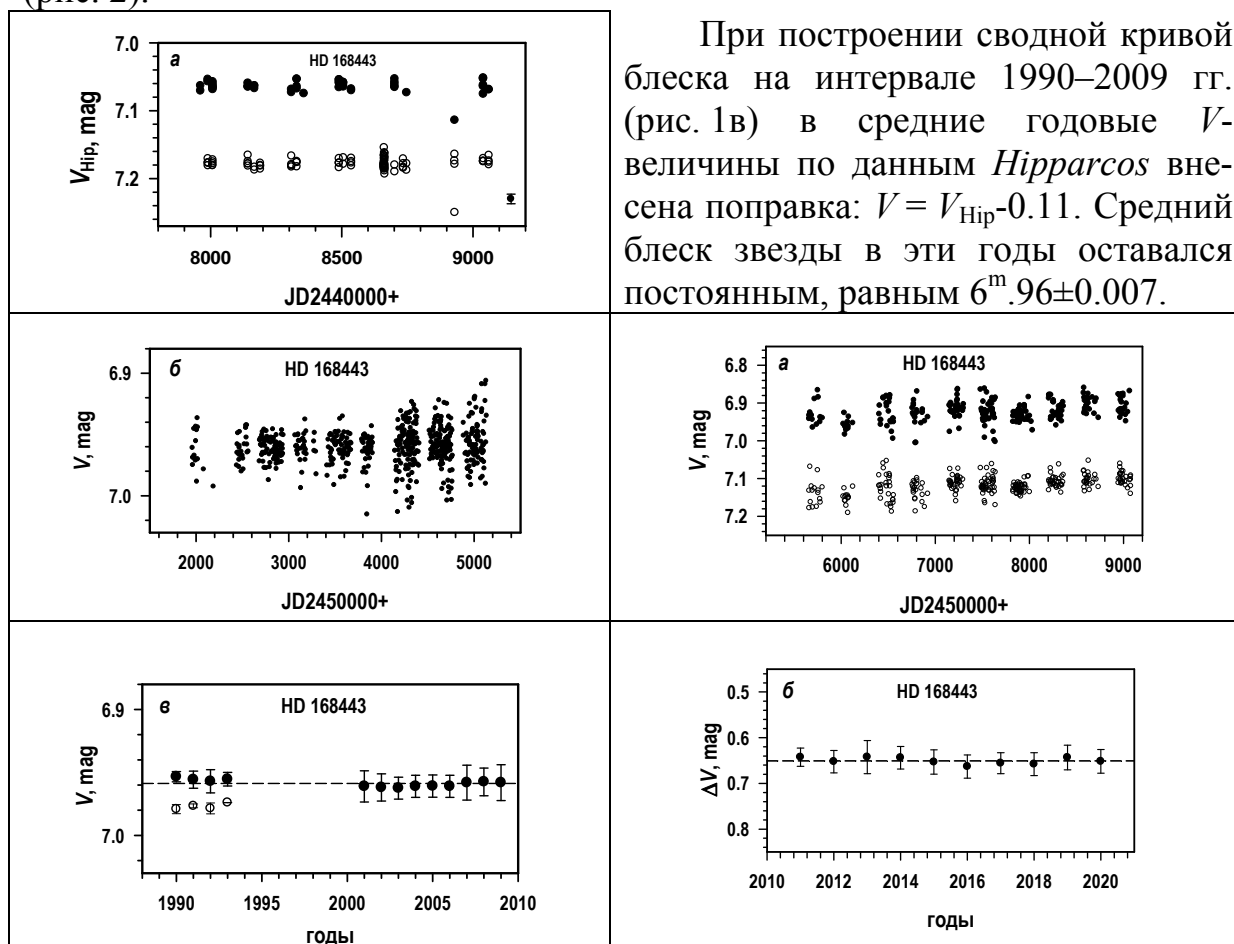
Исследования звезды HD 168443 проводились, в основном, в рамках спектрального мониторинга звезд в окрестности Солнца ($d < 42$ пк). Расстояние до этой звезды 37 пк, ее блеск в полосе $V = 6^m.928$ [1], масса близка к солнечной, возраст – около 10 млрд. лет [2]. Статус звезды требует уточнения, в некоторых работах она рассматривается как карлик спектрального класса G5–G6 ($T_{\text{eff}} = 5491$ К, $\lg g = 4.07$) [2], в [3, 4] – как субгигант G8–G6 ($T_{\text{eff}} = 5524$ К, $\lg g = 3.99$). По наблюдениям на эшелле-спектрометре телескопа Кек I у нее были открыты две близкие массивные планеты [3, 5] с нижним пределом масс $7.8 M_{\text{JUP}}$ и $17.5 M_{\text{JUP}}$ [2]. Звезда, являясь близкой планетной системой, представляет интерес при изучении вопросов динамики и эволюции звезд, изменений их химического состава и магнитной активности. Параметры звезды и окружающих ее планет приведены в [2]. Значения индексов хромосферной активности ($S = 0.148$, $R'_{\text{HK}} = -5.088$) указывают на ее низкую активность [2], циклы или долговременные тренды по наблюдениям в линиях Ca II H и K не обнаружены [3].

Фотометрические исследования звезды малочисленны. В [2] рассмотрены наблюдения со спутника *Hipparcos* в 1990–1993 гг. для регистрации транзита одной из планет. По данным многолетних обзоров All Sky Automated Survey (ASAS) [6] и Kamogata Wide-field Survey (KWS) [<http://kws.cetus-net.org/~maehara/Vsdata.py>] выполнен поиск вспышек [7].

В этой работе мы впервые используем данные из указанных выше каталогов для анализа фотометрического поведения звезды по многолетним кривым блеска, определения периода вращения и поиска проявлений малоамплитудной быстрой переменности, обусловленной вращательной модуляцией блеска.

Анализ многолетних кривых блеска

Построение кривых блеска выполнено по данным из указанных каталогов после их первичной обработки, в ходе которой исключены явные промахи и ошибочные измерения. При построении кривых блеска по данным *Hipparcos* и каталога KWS рассматривались также измерения звезды сравнения HD 167833 (спектральный класс A8V, $V = 6.30^m$). По каталогу ASAS у нас были данные только об исследуемой звезде (рис. 1б). Использование звезды сравнения позволило исключить из рассмотрения отклоняющиеся измерения (рис. 1а) и учесть тренд в данных каталога KWS (рис. 2).



При построении сводной кривой блеска на интервале 1990–2009 гг. (рис. 1в) в средние годовые V -величины по данным *Hipparcos* внесена поправка: $V = V_{Hip} - 0.11$. Средний блеск звезды в эти годы оставался постоянным, равным $6^m.96 \pm 0.007$.

Рис. 1. Кривые блеска HD168443 по наблюдениям *Hipparcos* (а) и ASAS (б). Пунктирной линией отмечено среднее значение блеска в 1990–2009 гг. (в). Открытые кружки – звезда сравнения.

Рис. 2. а) Ряды данных каталога KWS. Открытые кружки – звезда сравнения. б) Поведение среднего годового блеска в годы наблюдений. ΔV – значение блеска относительно звезды сравнения.

Кривые блеска звезды и звезды сравнения по данным каталога KWS приведены на рис. 2а. Ряды данных обеих звезд показывают тренд, который учтен при обработке. Изменения средних годовых значений звезды (○) на интервале 2011–2020 гг. прослежены относительно блеска.

Эпохи проявления вращательной модуляции блеска

Наиболее плотные серии наблюдений по обзору ASAS получены в 2003, 2005, 2007–2009 годах (рис. 1б). Наибольшие изменения блеска наблюдались в 2007–2009 гг., что можно объяснить известным у запятненных звезд эффектом вращательной модуляции. Для изучения вращательной модуляции мы выполнили поиск периода вращения по серии наблюдений в 2007 г., используя метод Скаргля [8]. В интервале поиска от 1 до 70 дней наиболее вероятным является период 34.7 ± 2 дня.

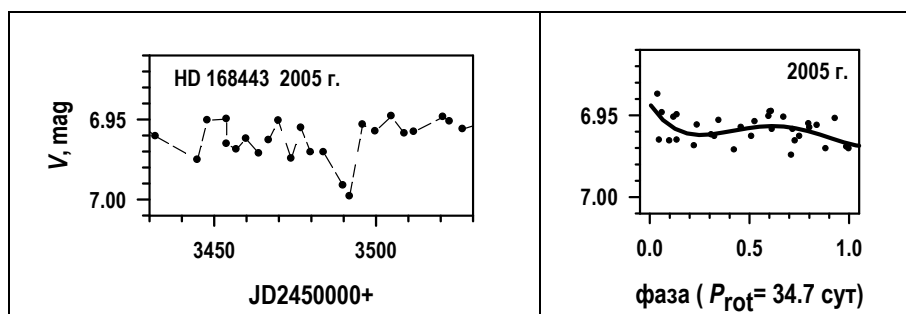


Рис. 3. Проявление вращательной модуляции в 2005 г.

Это значение найдено и по рядам 2008–2009 гг. Построенные с этим периодом фазовые кривые показали отсутствие модуляции в 2003 г., ее слабое проявление в 2005 г. (рис. 3) и заметную амплитуду, до $0.^m03$, в 2007–2009 гг. (рис. 4).

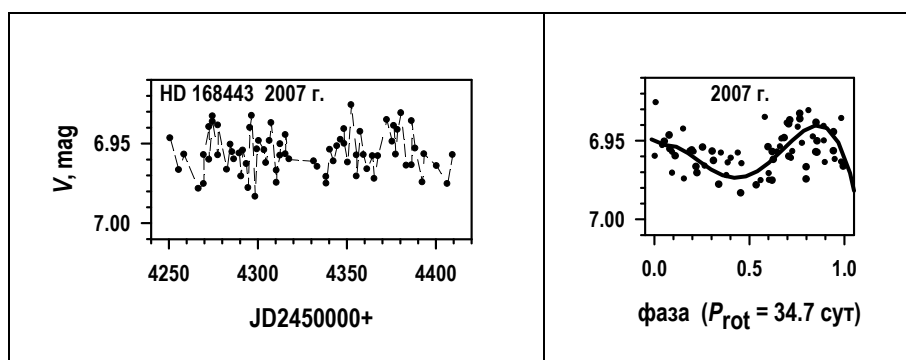


Рис. 4. Вращательная модуляция блеска в 2007 г.

В таблице приведены амплитуды вращательной модуляции на указанных интервалах и фазы минимума, которые сохраняются в течение 2–5 оборотов звезды.

Таблица.

год	A_{mod}	фаза минимума	временной интервал JD245000+
2005	0. ^m 01	0.24	3444 - 3526
2007	0.033	0.46	4250 - 4409
2008	0.025	0.70	4630 - 4697
2009	0.024	0.62	4887 - 5042

В 2007–2009 гг. у звезды наблюдалась вращательная модуляция и максимальное на интервале 1990–2009 гг. значение блеска ($V = 6.^m93$). Это указывает на существование эпох, когда на одной из полусфер нет пятен или их число незначительно. Смещение фазы минимума от 0.24 в 2005 г. до 0.7 в 2008 г. показывает, что изменение запятненности одной из полусфер происходит примерно через 3–4 года.

Выводы

Согласно фотометрическим наблюдениям звезды HD 168443 в V -полосе в 1990–2009 гг. ее средний годовой блеск оставалось постоянным, равным $6.^m96$.

По данным 2007–2009 гг. из каталога ASAS определен фотометрический период, его значение 34.7 дня. Отметим, что по наблюдениям показателя хромосферной активности период вращения составляет 37.7 сут [9]. С найденным нами периодом вращения исследована вращательная модуляция. Ее проявление заметно в 2007–2009 гг., амплитуда $A_{\text{mod}} \sim 0.^m03$. Изменение фазы минимумов на фазовых кривых наблюдается на интервалах 60–160 дней, что свидетельствует о перераспределении фотосферных пятен за 2–5 оборотов звезды.

Литература

1. Kornilov V.G., Volkov I.M., Zakharov A.I., et al., 1991, TrSht, 63, 1K.
2. Pilyavsky G., Mahadevan S., Kane S.R., et al., 2011, ApJ, 743:162.
3. Marcy G.W., Butler R.P., Vogt S.S., et al., 1999, ApJ, 520, 239.
4. Gonzalez G., Carson M.K., Tobin R.W., 2010, MNRAS, 403, 1368.
5. Marcy G.W., Butler R.P., Vogt S.S., et al., 2001, ApJ, 555, 418.
6. Pojmanski G., 1997, AcA, 47, 467.
7. Bondar' N.I., Katsova M.M., Shlaypnikov A.A., 2021, Geomagnetism & Aeronomy, 61, 1069.
8. Barbera R., 1998, Analisis de Variabilidad Estelar. AVE code, <http://www.gea.cesca.es>.
9. Simpson E. K., Baliunas S. L., Henry G.W., Watson C.A., 2010, MNRAS, 408, 1666.

ИЗОТОПНЫЕ СЛЕДЫ АКТИВНОСТИ РАННЕГО СОЛНЦА

Васильев Г.И.¹, Мелихова Е.С.², Павлов А.К.¹

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург Россия*

²*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург Россия*

ISOTOPE TRACES OF EARLY SUN ACTIVITY OF FLARES

Vasilyev G.I.¹, Melikhova E.S.², Pavlov A.K.¹

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

²*St. Petersburg Polytechnic University of Peter the Great, St-Petersburg, Russia*

Young fast-rotating G-class stars show large number of powerful flares. It is assumed that in the first 700 million years of the existence of the Sun, 250 flares per day take place with a hard spectrum and energy release comparable to the Carrington event. Solar cosmic rays (SCRs) bombarding the atmosphere produce carbon and nitrogen isotopes by nuclear reactions in the atmospheres of terrestrial planets. The ratios of $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ and $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ in the planets' atmospheres increase as a result of the accumulation of heavy isotopes over the early Sun's activity period. The production of these isotopes depends on the estimated value of the proton power-law index and on the composition of early atmospheres. At the same time, the absence of magnetic fields on Venus and Mars creates the possibility of a greater effect from the effect of SCRs. The modern isotope ratios of $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ and $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ in the atmospheres of Earth, Mars and Venus set limitations on the early Sun activity. In the atmosphere of early Mars (if its mass equals to modern) the isotope ratio of $^{14}\text{C}/^{12}\text{C}$ would increase by tens of percent, and $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ – several times, which contradicts the measurements. To explain the increase of isotope ratios one can assume that the frequency of powerful flares in the early Sun should have been smaller or the energy spectrum – softer. On Venus the isotopic ratios under the influence of SCRs increase within the measurement error.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-33-36

Наблюдения молодых быстро вращающихся звезд класса G показали существование сверхмощных вспышек с энерговыделением до 10^{36} эрг [1–3]. Вспышки с энерговыделением более $5 \cdot 10^{34}$ происходят с частотой 0.1 в сутки. Вспышки с энерговыделением менее 10^{34} эрг на солнцеподобных звездах экспериментально не наблюдались, так как это ограничивалось чувствительностью прибора. В работе [4] было предположено, что их частота подчиняется степенному закону, полученному для вспышек более высоких энергий. В ней рассматривается эволюция ранней атмосферы Земли, приводящая к возможности возникновения жизни. Предполагается, что во время первых 700 млн. лет существования Солнца в сутки происходило 250 вспышек с энерговыделением около 10^{33} эрг и показателем степенного спектра протонов $\gamma = 2.15$. В наше время γ для большинства солнечных вспышек находится в пределах 2–6. Кроме того, не все спектры протонов во всем диапазоне их энергий степенные. Проникающие в атмо-

сферу протоны в ядерных реакциях образуют вторичные частицы. При одинаковом потоке на границе атмосферы при большем значении γ их число меньше. Во взаимодействиях первичных и вторичных частиц образуются стабильные ядра с отличным от материнских ядер зарядом и атомным числом, в том числе изотопы углерода и азота. За длительный промежуток времени под действием вспышек на Солнце в атмосферах планет земной группы должны изменяться изотопные отношения $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ и $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$. В нашей работе рассматриваются изотопные отношения в ранних атмосферах Марса и Венеры. На раннем этапе их эволюции у них не было магнитного поля, что упрощает расчеты. Поток протонов на единицу площади на их орбитах обратно пропорционален квадрату отношения их радиусов к радиусу Земли.

Согласно современным моделям, изотопный состав газов, захороненных в марсианском метеорите Allan Hills 84001, отражает изотопный состав ранней атмосферы Марса [6]. Вещество этого метеорита затвердело 4.091 млрд. лет назад. Поэтому изменение изотопных отношений в атмосфере Марса можно рассматривать относительно изотопных отношений в этом метеорите.

Образование изотопа ^{15}N происходит в ядерных реакциях протонов и нейтронов с ^{16}O . В атмосферах с малым содержанием кислорода ^{15}N образуется преимущественно при захвате нейтрона ^{14}N . Изотоп ^{13}C образуется из ^{14}N . При этом скорости образования тяжелых изотопов и более распространенных изотопов отличаются незначительно. Влияние реакций скалывания на количество ^{14}N и ^{12}C несущественно, так как их исходное содержание в атмосферах на порядки больше. За начальные изотопные отношения взяты изотопные отношения в атмосфере Земли (см. таблицу).

Таблица. Изотопные отношения, умноженные на 10^3 .

Изотоп. отн.	Земля	Марс	Венера	ALH84001
$^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$	3.66 ± 0.01	5.8 ± 0.4	3.7 ± 0.7	3.875
$^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$	11.23 ± 0.05	11.75 ± 0.04	12 ± 2	11.75 ± 0.09

С помощью GEANT4 [5] мы провели моделирование образования изотопов ^{13}C и ^{15}N при различных химических составах атмосфер и при различных показателях γ спектров солнечных космических лучей (СКЛ). В этой работе мы рассматривали диапазон значений γ от 2 до 2,3. Изменение изотопных отношений в атмосфере Марса существенно зависит от показателя спектра СКЛ для раннего Солнца и приведены для $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ (Рис.1) и для $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ (рис.2). В зависимости от показателя γ увеличение изотопных отношений для углерода составляет от 6,1% до 51,7%. В результате получается значение, значительно превышающее измеренное марсоходом Curiosity (см. таблицу) [7]. В пределах ошибок измерений изотопное отношение $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$, измеренное в атмосфере Марса и измеренное в метеорите ALH84001, сов-

падают. Отсутствие значимого обогащения ^{13}C в атмосфере может быть связано с наличием дополнительного большого резервуара углекислого газа и обменными процессами между ним и атмосферой. В отсутствие такого резервуара необходимо, чтобы спектр СКЛ раннего Солнца был существенно мягче ($\gamma \geq 2,6$) по сравнению с предложенным в модели [4].

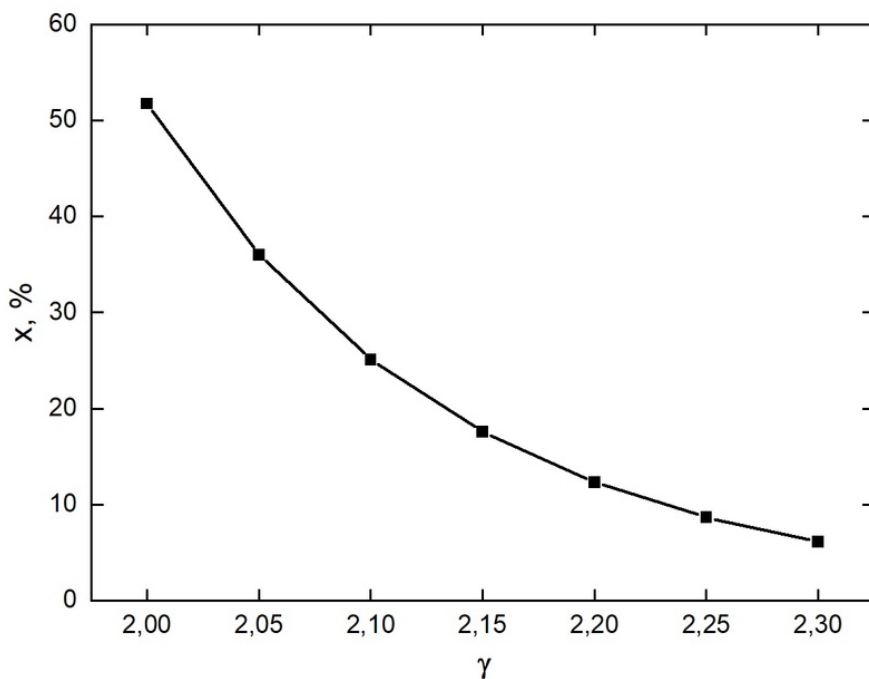


Рис. 1. Зависимость изменения изотопного отношения $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ в атмосфере Марса от показателя спектра протонов солнечных вспышек при флюенсе из работы [4].

Результаты наших расчётов показывают, что за 700 млн. лет изотопное отношение $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ увеличивается на десятки и сотни процентов при тех же предположениях о виде спектра и флюенсе протонов [4], что противоречит современному значению (см. таблицу). При более мягком спектре протонов ($\gamma = 2,5$) расчетные и экспериментальные отношения совпадают. Изотопное отношение $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ в метеорите ALH84001 значительно меньше, чем современное на Марсе (см. таблицу). Поэтому для согласования с экспериментальными данными необходимо поставить еще более жесткие ограничения ($\gamma = 2,9$). При этом мы получили минимальные ограничения, не учитывающие уход азота из верхней атмосферы Марса, который приводит к увеличению изотопного отношения $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$.

Расчеты показывают, что увеличение изотопного отношения $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ на Венере за 700 млн. лет активности раннего Солнца составляет от 0,16% до 0,88% (в зависимости от показателя γ). Аналогично увеличение изотопного отношения $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ – от 0,005% до 0,04%. Это значительно меньше, чем неопределенность измерений изотопных отношений на Венере в наши дни [8]. При увеличении точности измерений изотопных отношений на Венере можно будет получить ограничения на активность раннего Солнца.

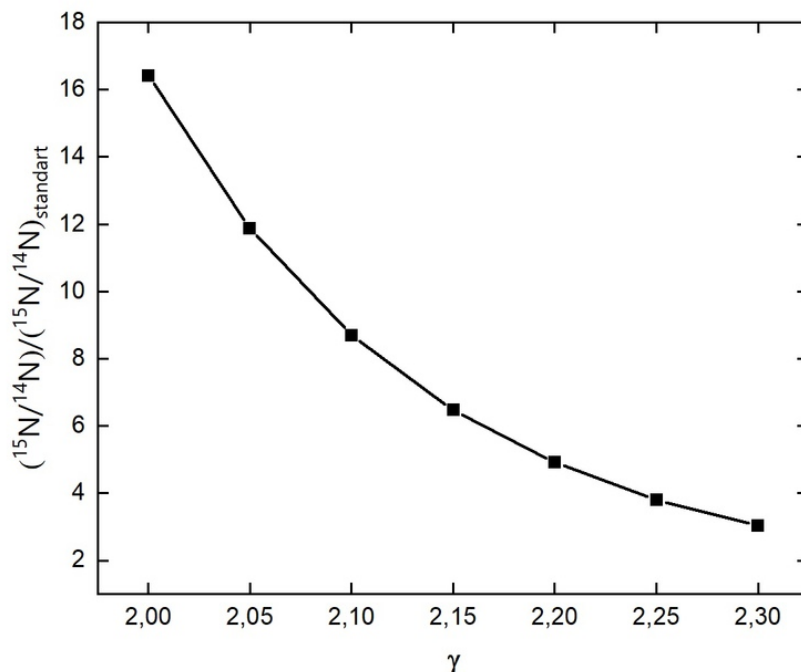


Рис. 2. Зависимость изменения изотопного отношения $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ в атмосфере Марса от показателя спектра протонов солнечных вспышек при флюенсе из работы [4].

Таким образом, из анализа изотопного отношения $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ в атмосфере Марса и в марсианском метеорите Allan Hills 84001 было получено, что спектры протонов в солнечных вспышках должны быть более мягкими, чем предполагалось в работе [4] – показатель спектра $\gamma = 2,9$. Из анализа изотопного отношения $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ было получено, что на Марсе вероятно существует резервуар углерода, обменный с атмосферой.

Литература

1. Maehara H. et al. // Nature, 2012, **485**, p. 478.
2. Shibayama T. et al. // Astrophysical J. Suppl. S., 2013, **209**, p. 5.
3. Notsu Y. et al. // Astrophysical J., 2019, **876:58**.
4. Airapetian V.S. et al. // Nature Geoscience, 2016, **9**, p. 452.
5. Allison J. et al. // Nucl. Instr. and Methods, 2016, **835**, p. 186.
6. Treiman A.H. et al. // Planetary and Space Science, 2000, **48**, 1213.
7. Webster C. R. et al. // Science, 2013, **341**, p.260.
8. Bézard B. et al. // Icarus, 1987, **72(3)**, p. 623

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ОСНОВНЫХ ТРАЕКТОРИЙ ВНЕТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ И ИХ ВОЗМОЖНАЯ СВЯЗЬ С СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

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

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

LONG-TERM CHANGES OF THE MAIN TRAJECTORIES OF EXTRATROPICAL CYCLONES IN THE NORTH ATLANTIC AND THEIR POSSIBLE CONNECTION WITH SOLAR ACTIVITY

Veretenenko S.V., Dmitriev P.B., Dergachev V.A.

Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia

In this work we study long-term changes of the main trajectories of extratropical cyclones (storm tracks) in the North Atlantic, the data of MSLP (Mean Sea Level Pressure) archives from Climatic Research Unit, UK (1873–2000) and NCEP/DOE AMIP-II Reanalysis (1979–2021) being used. It was revealed that in the cold half of year (the period of intensive extratropical cyclogenesis) the average latitude of storm tracks at longitudes from 60°W to 10°W undergoes oscillations with the periods of ~80–90, ~40–45 and ~22 years, which indicates their possible connection with solar variability. On the secular time scale, cyclone paths in the North Atlantic were found to shift to the north at the minimum of the Gleissberg cycle and to the south at its maximum. The peak-to-peak amplitude of the secular variations of storm track latitudes reaches ~5°. On the bidecadal time scale, cyclone paths shift ~1–2° to the north in even solar cycles, the effect being the most significant in the eastern North Atlantic. The detected changes of cyclone trajectories provide evidence for long-term changes in the strength of the stratospheric polar vortex, with possible factors of the vortex intensification being galactic cosmic ray variations and geomagnetic activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-37-40

Циклоническая активность (формирование, эволюция и перемещение внетропических циклонов и антициклонов) – важный фактор, влияющий на погоду и климат в умеренных широтах. С внетропическими циклонами, приходящими с Северной Атлантики, связаны многие экстремальные погодные явления в Европе. Цель данной работы – исследование долговременных изменений основных траекторий циклонов в Северной Атлантике и их возможной связи с вариациями солнечной активности.

Для определения основных траекторий циклонов строились карты среднемесячных значений приземного давления по данным архивов MSLP [1–2]. Как известно, внетропические циклоны в Северной Атлантике обычно образуются у восточных берегов Северной Америки и далее перемещаются к северо-востоку в сторону Исландии и Баренцева моря [3]. Движение циклонов формирует барическую ложбину на среднемесячных картах приземного давления (рис. 1а). Ось ложбины (линия минимума дав-

ления) показывает основное направление движения циклонов (шторм-трек). В данном исследовании находились минимумы давления и их широты для долгот от 60°W до 10°W , далее полученные значения широт осреднялись за холодное полугодие (октябрь-март) – период интенсивного внетропического циклогенеза. Обнаружено (рис. 1b, 1c), что широты шторм-треков характеризуются заметной изменчивостью на временных шкалах от межгодовой до вековой.

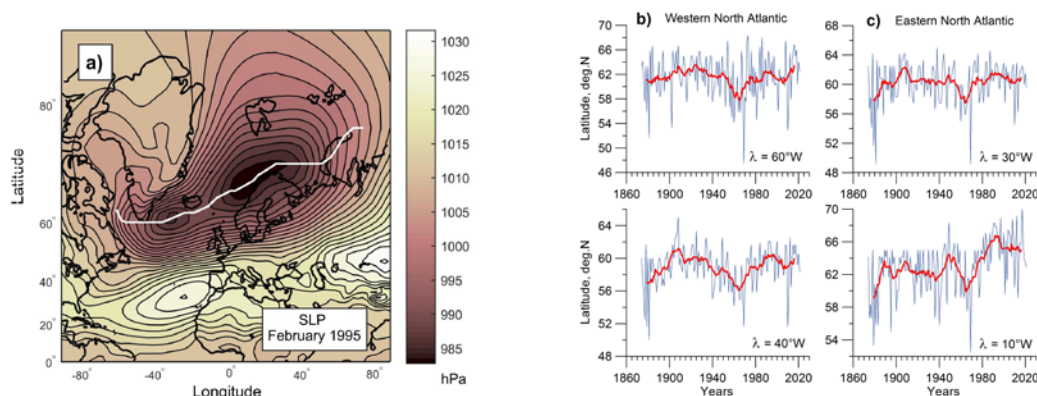


Рис. 1. а) Карта среднемесячных значений приземного давления (февраль 1995 г.). Белая линия показывает основное направление движения циклонов (шторм-трек); б) и с) – временной ход средней широты шторм-треков в холодные месяцы (октябрь-март) на разных долготах. Толстыми линиями показаны 11-летние скользящие средние.

Наличие вековых колебаний в широте траекторий циклонов подтверждается результатами спектрального анализа (рис. 2a, 2b). Сопоставление с числами солнечных пятен SSN [4] и концентрацией космогенного изотопа ^{10}Be в полярном льду [5], характеризующей интенсивность галактических космических лучей (ГКЛ), показывает, что траектории циклонов были смещены к северу в минимуме векового цикла (при увеличении потока ГКЛ) и к югу в максимуме (при понижении потока ГКЛ). Вековая вариация широты шторм-треков составляет $\sim 5^{\circ}$. Начиная с 1960-х гг., на нисходящей ветви векового цикла, траектории циклонов снова смещаются к северу. Смещения траекторий циклонов в вековом цикле аналогичны смещениям, обнаруженным в 11-летнем цикле [6].

Наряду с вековыми вариациями, широта траекторий циклонов обнаруживает вариации на бидекадной и мультидекадной временных шкалах. На рис. 3a, 3b приведены результаты спектрального анализа высокочастотных составляющих (HFC) широты шторм-треков в западной (40°W) и восточной (10°W) Северной Атлантике. Можно видеть стабильные максимумы спектральной плотности HFC на периодах $\sim 22\text{--}23$ лет, что подтверждает достоверность бидекадных периодичностей. На рис. 3c, 3d показаны вариации (отклонения от векового хода) широты шторм-треков в западной и восточной Северной Атлантике, осредненные методом наложения эпох для четных и нечетных циклов. Видно, что в четных циклах траектории цикло-

нов смещаются к северу, а в нечетных – к югу, наибольшая разница между широтами шторм-треков ($\sim 2\text{--}3^\circ$) наблюдается на спаде солнечного цикла (3–4-й год после максимума). В восточной Северной Атлантике отклонения траекторий к северу в четных циклах выражены сильнее (значимость 0.95–0.99), чем в западной.

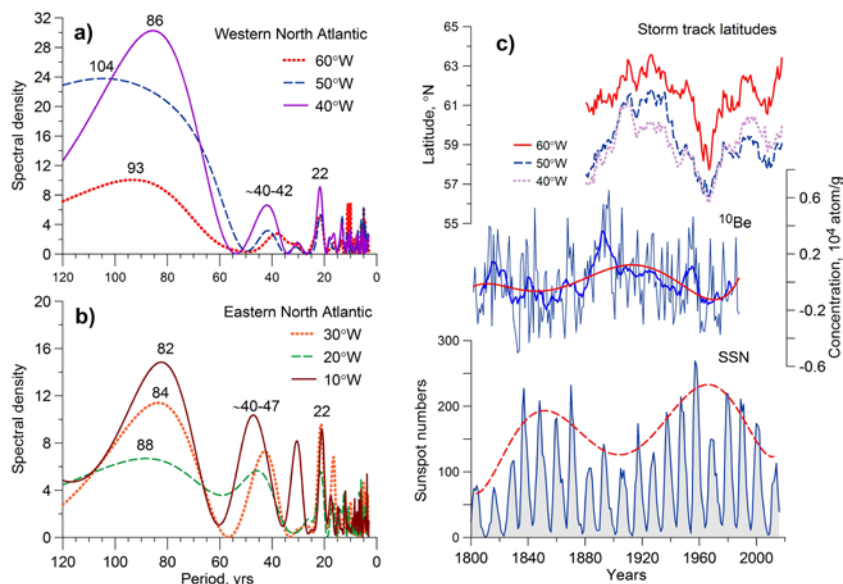


Рис. 2. а) Выборочные оценки нормированной спектральной плотности широты шторм-треков в западной части Северной Атлантики; б) то же для восточной части; в) временной ход широты шторм-треков (11-летние скользящие средние) в западной части Северной Атлантики, концентрация ^{10}Be в полярном льду (после вычета линейного тренда) и среднегодовое число солнечных пятен SSN.

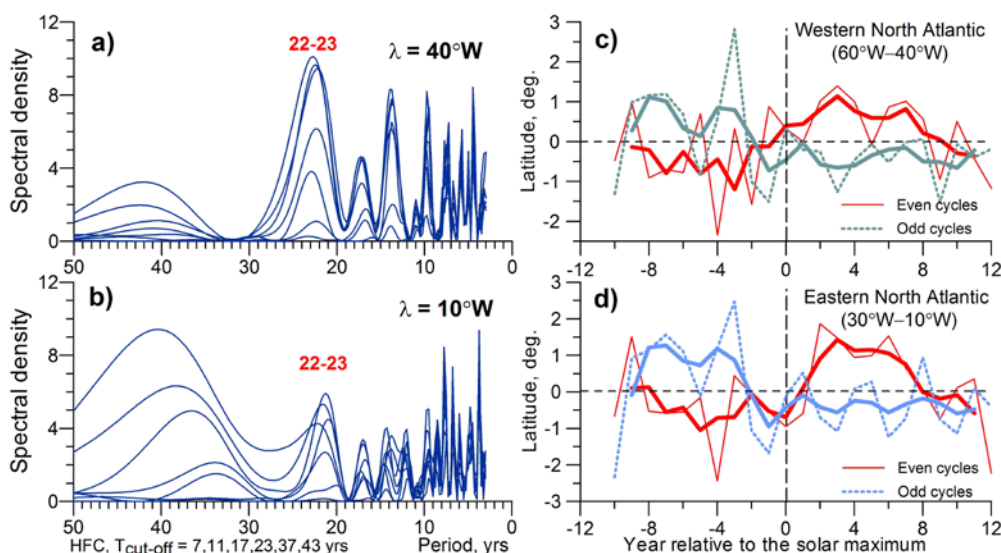


Рис. 3. Слева: Выборочные оценки нормированной спектральной плотности HFC с различными параметрами “среза” $T_{\text{cut-off}}$ широты шторм-треков для долгот 40°W (а) и 10°W (б). Справа: Средние вариации широты шторм-треков в западной (с) и восточной (д) Северной Атлантике для четных и нечетных солнечных циклов. Толстой линией показаны скользящие средние по 3-м годам.

Поскольку перемещение циклонов определяется положением полярного джета (струйного течения в верхней тропосфере), которое зависит от силы стратосферного полярного вихря, полученные результаты свидетельствуют о вариациях интенсивности вихря на разных временных шкалах. При сильном вихре полярный джет и, соответственно, траектории циклонов смещаются к северу, при слабом – к югу. Возможным фактором интенсификации вихря являются изменения скорости ионизации, связанные с потоками космических лучей и геомагнитной активностью (высыпаниями авроральных электронов), которые характеризуются вариациями как на вековой (рис. 2с), так и на бидекадной шкале (рис. 4).

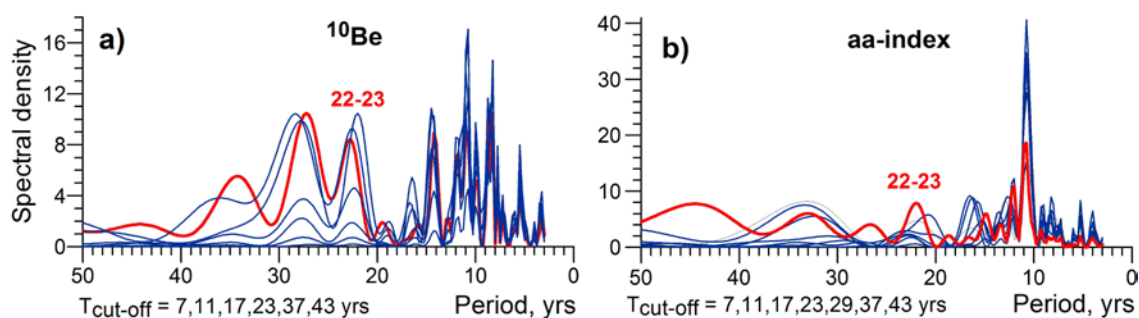


Рис. 4. Выборочные оценки нормированной спектральной плотности для исходных рядов (толстые линии) и HFC с различными параметрами “среза” $T_{\text{cut-off}}$ (тонкие линии) концентрации космогенного изотопа ^{10}Be (а) и геомагнитного aa-индекса (б).

Механизм интенсификации полярного вихря включает, по-видимому, изменение химического состава и температурного режима полярной атмосферы. Рост скорости ионизации способствует более интенсивному образованию окислов азота и водорода, разрушающих озон. В условиях полярной ночи озон действует как парниковый газ, поэтому уменьшение его содержания может привести к охлаждению полярной стратосферы, увеличению градиентов температуры между высокими и средними широтами и, соответственно, усилению полярного вихря. Интенсификация вихря при росте скорости ионизации в связи с солнечными протонными событиями обнаружена в [7].

Таким образом, проведенное исследование показало, что долговременные изменения траекторий циклонов в Северной Атлантике могут быть обусловлены солнечной активностью и связанными с ней изменениями скорости ионизации в высокоширотной атмосфере.

Литература

1. Climatic Research Unit, <https://crudata.uea.ac.uk/cru/data/pressure>
2. NOAA PSL, <https://psl.noaa.gov/data/gridded/data.ncep.reanalysis2.surface.html>
3. Воробьев В.И. Синоптическая метеорология. – Л.: Гидрометеиздат, 1991.
4. WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, <http://www.sidc.be/silso/datafiles>
5. Beer J. et al. // Nature, 1990, **347**, 164-166.
6. Tinsley B.A. // Geophys. Res. Lett., 1987, **15(5)**, 409-412.
7. Veretenenko S. // Adv. Space Res., 2021, **68**, 1814-1824.

ДВА ТИПА ПОТОКОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ФОТОСФЕРЕ 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*

TWO TYPES OF MAGNETIC FIELD FLOWS IN THE PHOTOSPHERE OF THE SUN

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*

The distribution of magnetic fields of positive and negative polarities over the surface of the Sun was studied on the basis of synoptic maps NSO Kitt Peak (1976–2016). Cyclic variations of the magnetic field polarity have been observed associated with two types of magnetic field flows in the photosphere. Rush-to-the-Poles (RTTP) form near the maximum of solar activity with the sign of following sunspots. The lifetime of RTTP is ~3 yr, during which time they drift from latitudes 30° – 40° to the pole, causing the polarity change of the Sun's polar field. Another type of variations has the form of series of flows with individual flows of 0.5–1 yr and with alternating polarity (ripples). Ripples are located in time between two RTTP and drift from the equator to latitudes ~ 50°. Magnetic field variations were considered in 6 intervals along latitude +33° in the northern and -33° in the southern hemispheres. The time change of the field strength was approximated by the sinusoidal function. The period of variation of ripples is 1.1 yr for the N-hemisphere and 1.3 yr for the S-hemisphere. The amplitude of variation is above average for three of the six intervals where the polar field had a positive sign. The results show that such cyclic variations are an intrinsic feature of the magnetic field of the photosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-41-44

Магнитное поле Солнца лежит в основе всех проявлений солнечной активности (СА). Различные величины магнитного поля определяют многообразие солнечных явлений от солнечных пятен до фонового поля. Магнитные поля следуют 22-летнему магнитному циклу, который представляет собой закон изменения полярности (закон Хейла) и проявляется в смене знака полярного поля около максимума СА и в смене знака ведущего и ведомого пятен в минимуме СА.

Для исследования распределения магнитных полей положительной и отрицательной полярностей по поверхности Солнца мы использовали синоптические карты NSO Kitt Peak (1978–2016). Путем усреднения синоптических карт по долготе весь массив карт приводился к одной диаграмме широта-время, которая наглядно отображает картину распределения магнитных полей, и ее изменение на протяжении нескольких циклов СА. На

диаграмме широта-время можно видеть потоки магнитного поля двух типов:

а) Потоки Rush-to-the-Poles (RTTP), которые образуются около максимума солнечной активности и имеют знак хвостовых пятен. Время жизни этих потоков ~ 3 лет, в течение которых они смещаются от широт 30° – 40° до полюса, вызывая переполюсовку полярного поля. б) Можно видеть также циклические структуры в виде серии наклонных полос. Эти полосы соответствуют потокам магнитного поля, дрейфующим от экватора к полюсам. Это явление рассмотрено в работах [1, 2]. В работе [2] эти узкие потоки, с чередующейся полярностью, названы «ripples» (рябь, мелкие волны). Мы установили, что ripples располагаются по времени между двумя потоками RTTP и смещаются в ходе дрейфа по широте от экватора до 50° . Протяженность отдельного потока в серии 0.5–1 г.

Однако присутствие на диаграмме сильных магнитных полей (бабочки Маундера) скрывает детали распределения слабых полей и мешает изучению свойств ripples. Для учета вклада слабых магнитных полей на синоптических картах были оставлены без изменения магнитные поля $|B| \leq 5$ Гс с насыщением при $B > +5$ Гс и при $B < -5$ Гс. Трансформированные таким образом синоптические карты были использованы для построения диаграммы широта-время.

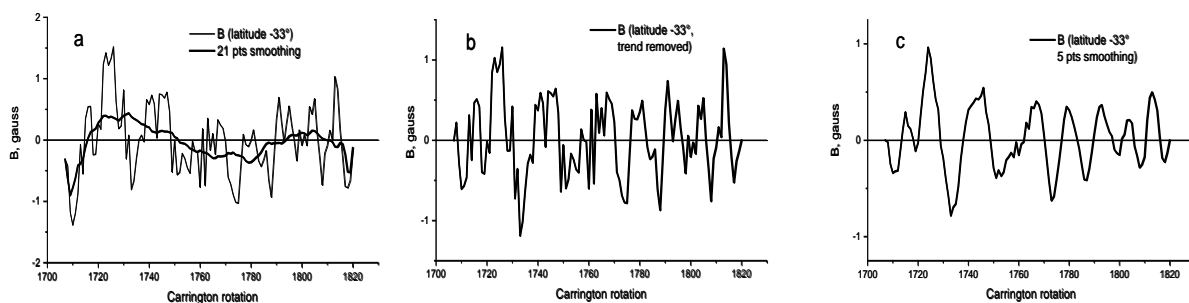


Рис. 1. (а) Изменение магнитного поля ($|B| \leq 5$ G) в интервале S1 на широте -33° южного полушария (тонкая линия). Тренд был определен в результате скользящего сглаживания по 21 точке (жирная линия). (б) Магнитное поле после вычитания тренда. (с) Магнитное поле, сглаженное по 5 точкам после вычитания тренда.

Для анализа ripples были рассмотрены изменения магнитного поля на широтах $+33^\circ$ и -33° . Были отобраны 6 интервалов времени между максимумами циклов 21–24: 3 в N-полушарии (N1, N2, N3) и 3 в S-полушарии (S1, S2, S3). Эти интервалы соответствуют периодам между соседними RTTP. В этих интервалах отчетливо проявлялось чередование полярности потоков (ripples). Однако при ближайшем рассмотрении выясняется, что это явление довольно сложное, и за несколько циклов СА параметры вариаций испытывают значительные изменения. Время жизни этих вариаций меняется в течение 1978–2016 годов от 6 лет до 11 лет в северном и южном полушариях. Приблизительные оценки периода и амплитуды вариаций также

показали, что эти параметры существенно изменяются для 6 участков N1, N2, N3, S1, S2, S3. Для количественных оценок этих параметров необходимо было подвергнуть данные предварительной обработке, которая исключала бы как самые короткие, так и трендовые вариации из первичных

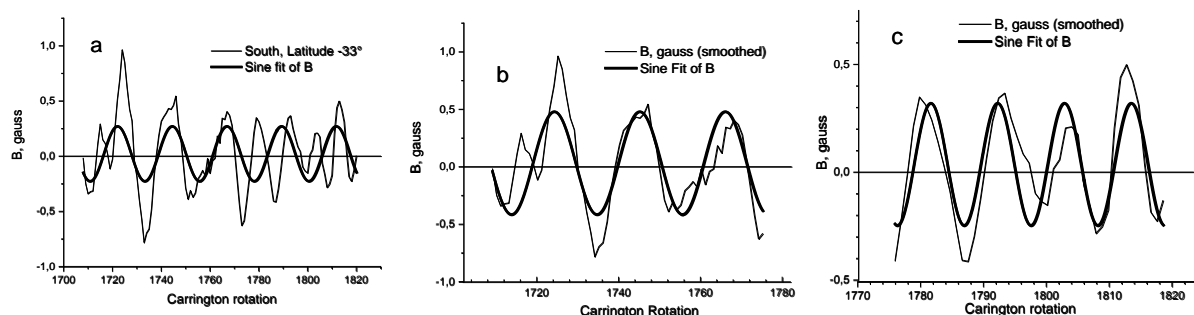


Рис. 2. Аппроксимация изменений магнитного поля синусоидальной функцией: (а) для всего интервала S1; (b) и (с) – аппроксимируемый интервал делится на две части – до и после минимума СА. Заметна разница в периодах вариаций для частей (b) и (с).

данных, поскольку нас интересовали вариации с периодом от одного года до нескольких лет. Для выделения этих вариаций была принята следующая методика обработки данных. В качестве примера возьмем изменение магнитного поля на широте -33° южного полушария в интервале S1 (рис. 1а, тонкая линия). Каждая точка кривой соответствует одному кэррингтоновскому обороту. Тренд первичных данных был определен методом скользящего сглаживания по 21 точке (рис. 1а, жирная линия). После вычитания тренда (см. рис. 1b) данные сглаживались по 5 точкам (оборотам). В результате такой обработки из рядов данных были исключены как самые медленные, так и самые быстрые изменения магнитного поля, и мы могли наблюдать вариацию в интересующем нас интервале периодов в «чистой» форме (рис. 1с). Такой обработке подвергались временные зависимости напряженности магнитного поля на широтах $+33^\circ$ и -33° для 6 выбранных интервалов времени. После этого появилась возможность оценить амплитуду и период, аппроксимируя «очищенные» данные синусоидальной функцией. Изменения магнитного поля для интервалов N1, N2, N3, S1, S2, S3 были аппроксимированы функцией вида:

$$y = y_0 + A \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot (t - t_c) / T), \quad (1)$$

где A – амплитуда, T – период вариации и t_c – сдвиг фазы. Рис. 2а показывает аппроксимацию данных для интервала S1. Оказалось, что период вариаций заметно меняется не только от одного интервала к другому, но и в пределах одного интервала, т.е. в течение времени ~ 10 лет (в нашем примере в течение интервала S1), что приводит к большой погрешности в оценке периода. Поэтому интервалы были разделены на две части с точкой разделения вблизи минимума солнечного цикла (1986 г.), и аппроксимация выполнялась независимо для каждой из двух частей. На рис. 2b,с показано,

что аппроксимация двух частей интервала S1 по отдельности дает лучшую точность определения периода вариации. Данные остальных интервалов обрабатывались аналогично, после чего были определены период и ампли-

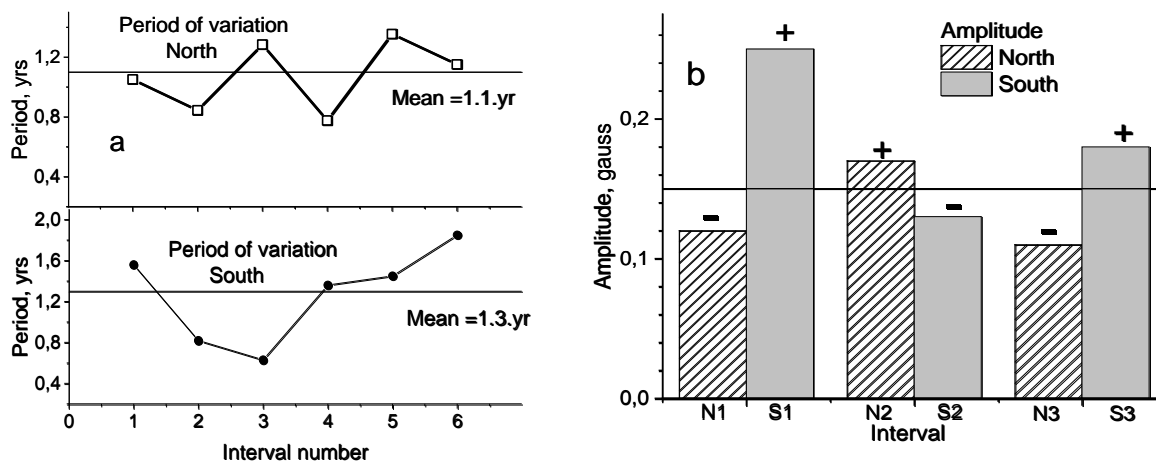


Рис. 3. а) Периоды вариаций для северного и южного полушарий. Каждый интервал N1, N2, N3, S1, S2, S3 был разбит на две части, для которых период вариации определялся независимо. (б) Амплитуда вариаций для двух полушарий. Амплитуда выше в полушарии, в котором полярное поле положительно.

туда вариаций. Этот анализ показал, что период вариаций изменяется в течение интервалов N1, N2, N3, S1, S2, S3, причем в северном полушарии в каждом интервале до минимума солнечной активности, период вариаций был больше, чем после минимума (рис. 3а). В южном полушарии такой эффект проявился только в одном из трех интервалов. В среднем период вариации составлял 1.1 г. для N-полушария и 1.3 г. для S-полушария.

На рис. 3б в виде гистограммы представлена амплитуда вариаций в двух полушариях Солнца: северное полушарие обозначено штриховкой, южное – сплошной заливкой. Определённая закономерность наблюдалась в соотношении амплитуд вариаций двух полушарий (рис. 3б): амплитуда была выше для того полушария, в котором полярное поле было положительно (знак полярного поля указан для каждого из 6 временных интервалов N1, N2, N3, S1, S2, S3 в верхней части гистограммы). Этот эффект говорит о связи вариаций полярности с 22-летним магнитным циклом Солнца. Полученные результаты показывают, что чередование полярности магнитного поля является устойчивой особенностью распределения магнитных полей в фотосфере. Однако природа этого явления в настоящее время не получила объяснения.

Литература

1. Vecchio A., Laurenza M., Meduri D., et al. // ApJ, 749, 27, 2012.
2. Ulrich R.K., Tham Tran // ApJ, 768:189, 2013.

РЕДУКЦИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ СОЛНЕЧНЫХ И КЛИМАТИЧЕСКИХ ИНДЕКСОВ НА ОСНОВЕ ГИПОТЕЗЫ О НЕПРЕРЫВНОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ СОЛНЦЕ-КЛИМАТ

Волобуев Д.М., Скакун А.А.

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

REDUCTION OF SOLAR AND CLIMATE INDICES UNCERTAINTIES BASED ON THE HYPOTHESES ABOUT CONTINUES DYNAMICAL CONNECTION BETWEEN SUN AND CLIMATE

Volobuev D.M., Skakun A.A.

Pulkovo Observatory, St.-Petersburg, Russia

Estimates of confidence intervals for the average values of solar and climate indices are important for modeling and prognostic problems. The formal approach is based on the interpretation of the measured data as independent Gaussian, random variables. It can lead to an overestimation of the confidence intervals, mainly due to the relationship of neighboring values in regular changes, for example, in a seasonal cycle for climate, or in a quasi-biennial cycle for the Sun, a significant skewness in statistical distributions, and other factors. Here we propose a new approach to estimate the confidence interval of empirical time series based on the hypothesis of the existence of a continuous dynamic Sun-Climate relationship. Within this approach, we add Gaussian noise to the Total Solar Irradiance (TSI) and El Niño (Nino3.4) by varying the noise amplitude with previously estimated confidence intervals. Increasing the noise amplitude increases conditional dispersion up to a complete loss of relationship. We found out that there is a noise threshold value which can be the estimation of the true confidence interval. Based on our calculations, we conclude that there is a significant overestimation of the width of the confidence intervals given for the TSI and Nino 3.4 indices.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-45-48

Введение

Физическое состояние Солнца и климата в каждый момент времени описывается очень большим количеством переменных. В порядке упрощения для описания динамики пользуются редуцированными моделями с небольшим количеством переменных, напр. [1]. Сравнение моделей с наблюдениями зачастую сталкивается с проблемой измерений, где измеряемые параметры x , как правило, не являются физическими переменными P , входящими в набор уравнений, необходимый для описания динамики. Вместо этого измеряемые параметры продуцируют индексы I , характеризующие состояние системы в некотором смысле. Рассматриваемые в данной работе индексы TSI и индекс Эль-Ниньо Nino34 именно таковы.

Таким образом, для интерпретации наблюдений и проверки модельных предположений, нам нужно знать сложную функцию $P(I(x_i))$ известную с ошибкой ΔP , зависящей не только от ошибки параметров Δx_i , но и от

ошибки связи $P(I)$, поскольку сама связь $P(I)$, строго говоря, не известна, из-за наличия дополнительных не измеряемых x_m или неизвестных x_n переменных, от которых P также зависит т.е. $P(I(x_i), x_m, x_n)$. В частности, на рассматриваемом интервале реконструкция TSI рассматривается как функция площади пятен и площади факелов TSI(A, F), а интересующий нас поток приходящей коротковолновой радиации SW (физическая переменная) является функцией TSI, высокой и низкой облачности, состава атмосферы и т.д. Аналогично, NINO3.4 является функцией температуры поверхности моря на двух станциях, но физической переменной является тепловой поток, переносимый через приэкваториальную область Тихого океана, зависящий также от температуры в других точках океана, циклонической активности и т.д.

Все Δx_i известны, и ΔI можно приблизительно оценить по формулам ошибки для косвенных измерений. Приблизительно потому, что используемое предположение о гауссовости x_i может не выполняться. Оценки же ΔP нельзя определить без дополнительных предположений, т.к. Δx_m и x_n неизвестны.

В данной работе мы рассматриваем вариант оценки погрешности динамических переменных $\Delta P'(I)$ в предположении, что $P' = \text{const} * I$, и что уравнения двух систем связаны малым параметром в смысле обобщенной синхронизации. Наличие такой связи предполагалось ранее [1] и было подтверждено нами с использованием метода условной дисперсии [3]. $P'(I)$ также не являются физическими переменными, но, следуя подходу Такенса [3], мы предполагаем, что существует диффеоморфизм $P' \rightarrow P$.

Исходные данные

Мы будем использовать временные ряды эмпирических климатических индексов NINO 3.4, и реконструкцию TSI за последние 120 лет. Индекс NINO3.4 измеряется в экваториальной зоне Тихого океана (5N-5S, 120W-170W). Этот индекс отражает вариации локального климата в Тихом океане, в частности, т.н. Эль-Ниньо – Южное колебание, оказывающее существенное влияние и на глобальный климат [4]. Для оценки шума во временном ряде NINO 3.4 мы использовали данные из независимого источника – KAPLAN database [5], среднее значение погрешности ряда KAPLAN на пересечении рядов (от 1901-01 до 1991-12) оказалось равным 0.21 °C. Также мы будем использовать реконструкцию TSI под названием NRLTSI2, которая была получена путем соединения данных космических наблюдений с модельной оценкой TSI по солнечным пятнам и факелам [6]. Все временные ряды мы привели к равномерной временной сетке с шагом 1 месяц на протяжении времени 1901-01:2020-12 и сгладили скользящим средним с окном 13 месяцев.

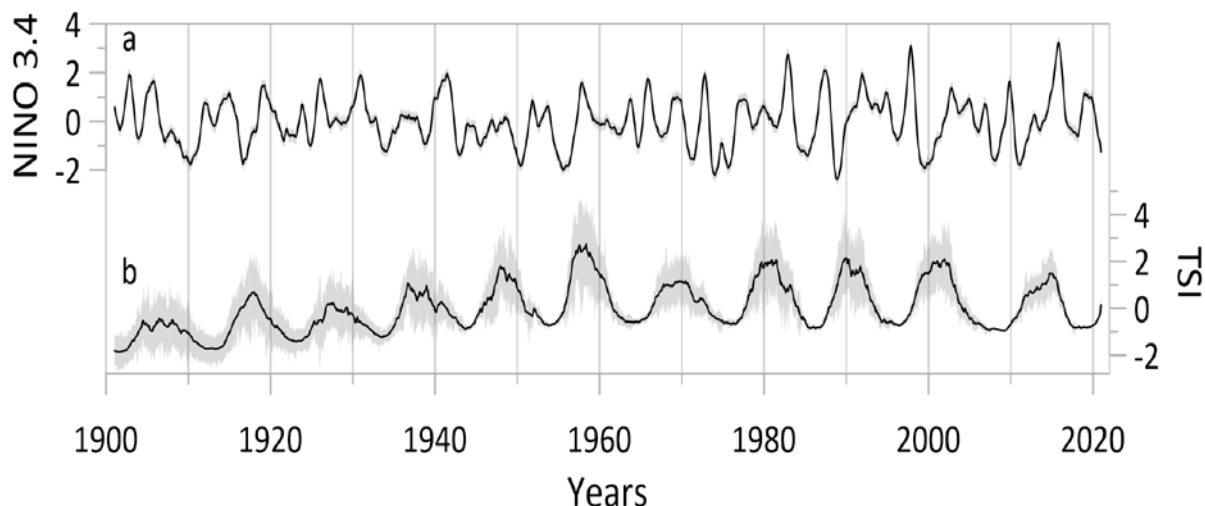


Рис. 1. Нормированные фильтрованные временные ряды с погрешностями. Толстыми линиями показаны оригинальные временные ряды, серыми тенями – погрешности.

Методика

Для определения наличия и направления связи между двумя временными рядами мы используем т.н. метод условных дисперсий [7], его приложение к климатическим задачам рассмотрено на примере глобального потепления [8]. Метод предполагает, что два рассматриваемых временных ряда были порождены динамическими системами, свойства которых можно восстановить с помощью реконструкции динамики из одномерного ряда по Такенсу [3], т.е. получения пространства вложения запаздывающих координат.

Работа метода была откалибрована на модели взаимодействия океан-атмосфера [9], в которой в качестве одной из переменных выступила температура поверхности Тихого океана. При этом добавление шумов позволяет оценивать погрешности методом Монте-Карло.

Результаты

С помощью описанного метода мы сравнили между собой пары эмпирических временных рядов (рис. 2). Добавление шума в TSI в пределах известных доверительных интервалов показало, что множество зашумленных кривых условной дисперсии не включает оригинальные кривые, уменьшение амплитуды добавленного шума в 12 раз приводит к включению оригинальной кривой во множество шумовых. Таким образом, оценка доверительных интервалов для временных рядов TSI и NINO34 завышена примерно в 12 раз.

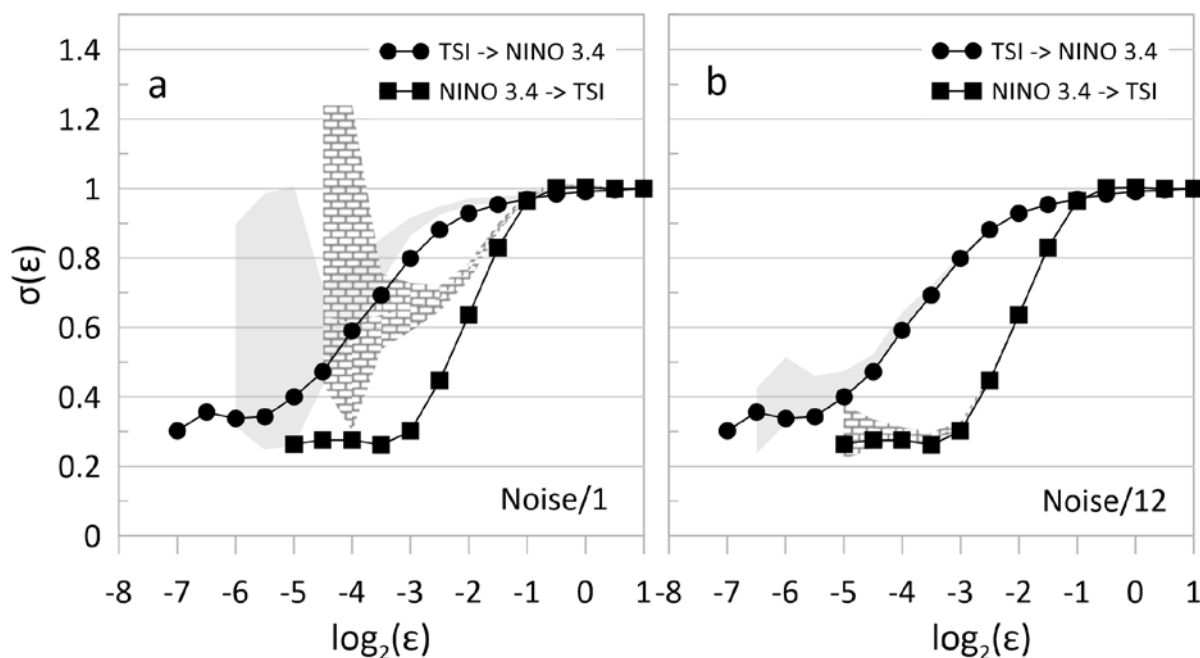


Рис. 2. Результат работы метода для пар временных рядов. а) MCD для рядов с исходными погрешностями. б) MCD для рядов с погрешностями, уменьшенными в 12 раз.

Литература

1. White W.B., Liu Z. Non-linear alignment of El Nino to the 11-yr solar cycle // Geophysical Research Letters. 2008. Т. 35. №. 19.
2. Скакун А.А., Волобуев Д.М. Причинная связь между климатическими индексами океана и солнечной постоянной за последние 100 лет. / Тр. Конф. ССЗФ-2021, стр. 237-240.
3. Takens F. Distinguishing deterministic and random systems. // Nonlinear dynamics and turbulence, ed. by Barenblatt G.J., Jooss G., Joseph D.D. – N.Y.: Pitman, 1983. – P. 314-333;
4. NOAA NINO 3.4 https://psl.noaa.gov/gcos_wgsp/Timeseries/Nino34/
5. Kaplan database <https://iridl.ldeo.columbia.edu/SOURCES/.Indices/.nino/.KAPLAN/.NINO34/>
6. Coddington, O., J. Lean, P. Pilewskie, et al. (2016). A solar irradiance climate data record, Bull. Amer. Meteor. Soc., doi:10.1175/BAMS-D-14-00265.1.
7. Čenys A., Lasiene G., Pyragas K. Estimation of interrelation between chaotic observables // Physica D: Nonlinear Phenomena. 1991. Т. 52. №. 2-3. С. 332-337. [https://doi.org/10.1016/0167-2789\(91\)90130-2](https://doi.org/10.1016/0167-2789(91)90130-2)
8. Verbitsky M.Y. et al. Detecting causality signal in instrumental measurements and climate model simulations: global warming case study // Geoscientific Model Development. 2019. Т. 12. №. 9. С. 4053-4060.
9. Jin F.F. An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I: Conceptual model // Journal of the atmospheric sciences. 1997. Т. 54. №. 7. С. 811-829.

СУПЕРРОТАЦИЯ СТРУКТУР СУПЕРГРАНУЛЯЦИОННОГО ПОЛЯ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА НА РАЗЛИЧНЫХ ГЛУБИНАХ

Гетлинг А.В.¹, Косовичев А.Г.²

¹*Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, A.Getling@mail.ru*

²*Технологический институт штата Нью-Джерси, Ньюарк, США*

SUPERROTATION OF THE SUPERGRANULATION-FIELD STRUCTURES AT VARIOUS DEPTHS IN THE SOLAR ACTIVITY CYCLE

Getling A.V.¹, Kosovichev A.G.²

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

²*New Jersey Institute of Technology, NJ 07102, USA*

The fact that the supergranulation pattern in the solar near-photospheric layers rotates faster than the solar plasma is known as the superrotation effect of supergranules. We present here some preliminary results of our analysis of the velocity field at various depth in the convection zone measured using the techniques of time-distance helioseismology based on the data of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO). The velocities of motion of supergranules as structures of the divergence field of horizontal velocities are determined using the local correlation tracking method in its one-dimensional version. Since the noise component of the field under study is enhanced with the increase of the depth, the tracking procedure is applied to both the original divergence field and the field subjected to long-wavelength spectral filtering. The results reveal the superrotation effect at different depths.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-49-52

Введение

Известно, что Солнце вращается неоднородно и, согласно большинству определений, угловая скорость его дифференциального вращения может быть аппроксимирована выражением $\Omega(\varphi) = a_0 + a_2 \sin^2 \varphi + a_4 \sin^4 \varphi$, где φ – гелиографическая широта и где значения коэффициентов несколько варьируют в зависимости от метода определения и используемых инструментов (например, согласно [1], для сидерической скорости $a_0 = 2.972$, $a_2 = -0.484$, $a_4 = -0.361$ мкрад/с). При этом, начиная с 1980 г., систематически появляются сообщения о том, что сеть супергрануляционных ячеек вращается быстрее солнечной плазмы (явление суперротации супергрануляционного поля). Этот эффект был впервые обнаружен по доплеровским определениям скорости вращения [1] и подтвержден последующими измерениями [2–4]. Суперротация была выявлена с использованием техники пространственно-временной гелиосейсмологии с использованием волн f -моды как трассеров течений [5]. Были обнаружены волновые свойства супергрануляционной структуры [6]. Делались попытки подхода к

теоретическому описанию суперротации супергранул как дрейфа конвективных ячеек во вращающемся слое жидкости [7, 8] и как волнового процесса, обусловленного возрастания угловой скорости вращения с глубиной [9, 10].

Благодаря успехам гелиосейсмологии появилась возможность исследовать структуру поля скоростей. Здесь мы рассматриваем масштабы конвективных течений на разных глубинах в конвективной зоне на основе спектральных представлений поля горизонтальных скоростей, найденного методами пространственно-временной гелиосейсмологии по наблюдениям на инструменте Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) орбитальной обсерватории солнечной динамики (Solar Dynamics Observatory – SDO) в период с мая 2010 по сентябрь 2020 г.

Данные и их обработка

Поля скоростей представлены значениями в 1026×1026 точках с шагом 0.12° по гелиографической широте и долготе ($123^\circ \times 123^\circ$) и временной каденцией 8 ч для 8 подфотосферных слоев, лежащих в интервале глубин $d = 0$ –19 Мм. Толщина этих слоев меняется от 1 Мм для верхнего слоя до 4 Мм для нижнего. В дальнейшем мы будем указывать средние значения d для этих слоев.

Сферическая поверхность, соответствующая данному d , разбивается на зональные пояса шириной 4.8° . Скорость вращения вещества получается усреднением измеренных значений азимутальной компоненты скорости v_x по зональному поясу. Скорость вращения супергрануляционного поля определяется одномерным корреляционным трассированием структур поля дивергенции горизонтальных скоростей. Для этого из пояса вырезается площадка длиной 8.4° долготы, которая смещается с шагом 2.4° по долготе и для каждого положения которой производится поиск такого ее смещения в следующий момент времени, при котором корреляция поля дивергенции в несмещенной и смещенной площадке оказывается наибольшей. По величине смещения определяется локальная скорость дрейфа структур, которая затем усредняется по всем долготам. И скорость вещества, и скорость перемещения супергрануляционных структур усредняются по всем моментам данного месяца, для которых имеются измеренные поля скоростей.

Степень зашумленности поля дивергенции быстро нарастает с глубиной, поэтому на уровнях $d > 4$ Мм результаты трассирования дрейфа супергранул становятся менее надежными. Шумовая компонента поля является преимущественно коротковолновой, поэтому для повышения надежности результатов применялась процедура длинноволновой фильтрации поля. А именно, поле разлагалось по сферическим гармоникам $Y_l^m(\theta, \phi)$ (здесь $\theta \equiv \pi/2 - \varphi$ и ϕ – гелиографические координаты широта и долгота) с $l \leq l_{\max}$, где $l_{\max} = 200$, затем отсекалась коротковолновая часть спектра $l > l_{\max}^f = 160$ (это граничное значение l приблизительно соответствует верхней границе спектра супергранул) и выполнялось обратное преобразование по сферическим гармоникам.

Результаты чувствительны к выбору длины площадки, используемой при трассировании. Предварительный их анализ показывает следующее.

На глубинах d до 4 Мм профили угловых скоростей вращения вещества и супергрануляционных структур выглядят, как показано на рис. 1 (они относятся ко времени вблизи максимума 24 цикла активности). Видно, что суперротация супергрануляционных структур уверенно прослеживается в этом интервале глубин как по фильтрованным, так и по нефильрованным полям. На глубинах $d = 0.5$ и 2 Мм фильтрация несколько увеличивала значения скоростей вращения.

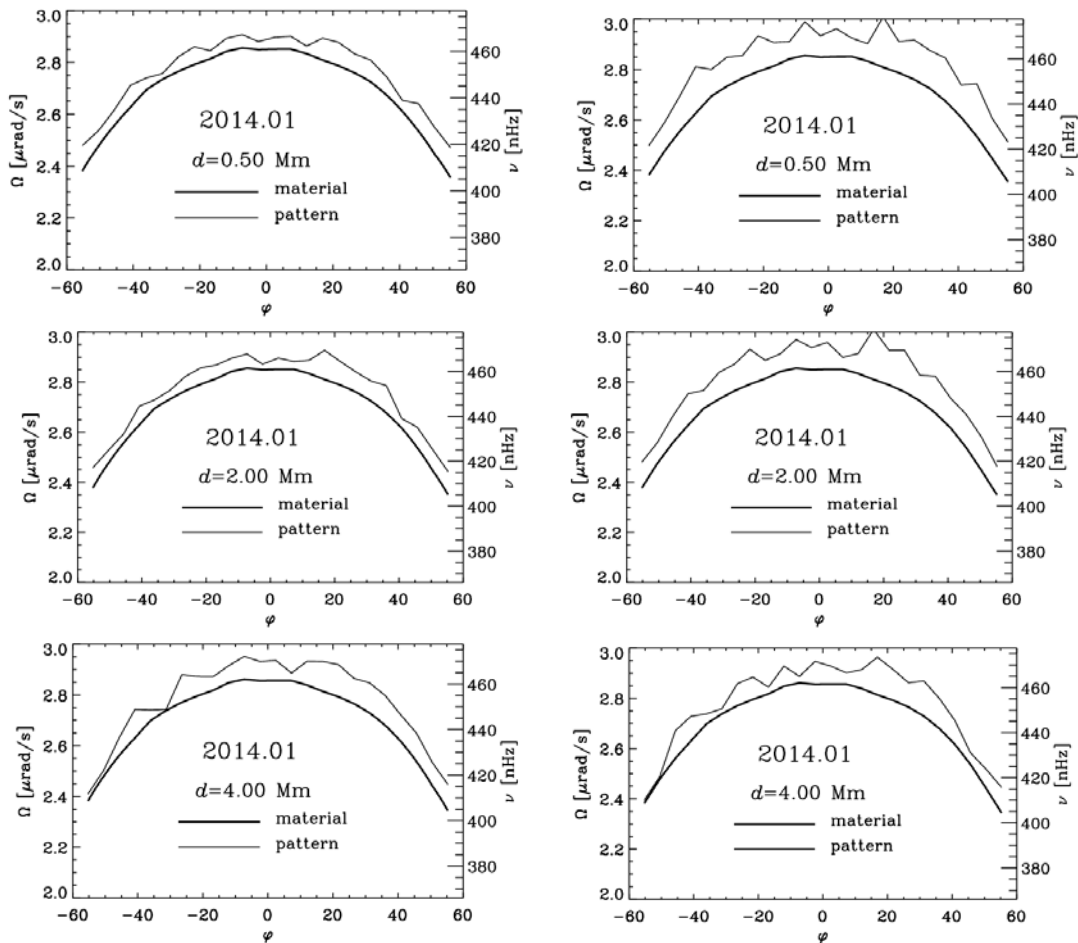


Рис. 1. Сидерические угловые скорости вращения солнечной плазмы (жирные кривые) и сети супергранул (тонкие кривые) как функции широты φ , полученные для глубин $d = 0.5, 5$ и 4 Мм по нефильрованным (левый столбец) и фильтрованным (правый столбец) полям скорости и усредненные за январь 2014 г.

Характер вращения конвективных структур в более глубоких слоях, выявляемый по фильтрованным изображениям (рис 2), также обнаруживает эффект суперротации, но отличается от показанного выше. На уровне $d = 6$ Мм вращение выглядит близким к твердотельному, особенно в период низкой активности, а на $d = 8.5$ Мм наблюдаются пониженные значения угловой скорости в экваториальной области – незначительная диф-

ференциальность вращения, обратная по знаку по сравнению с более высокими слоями.

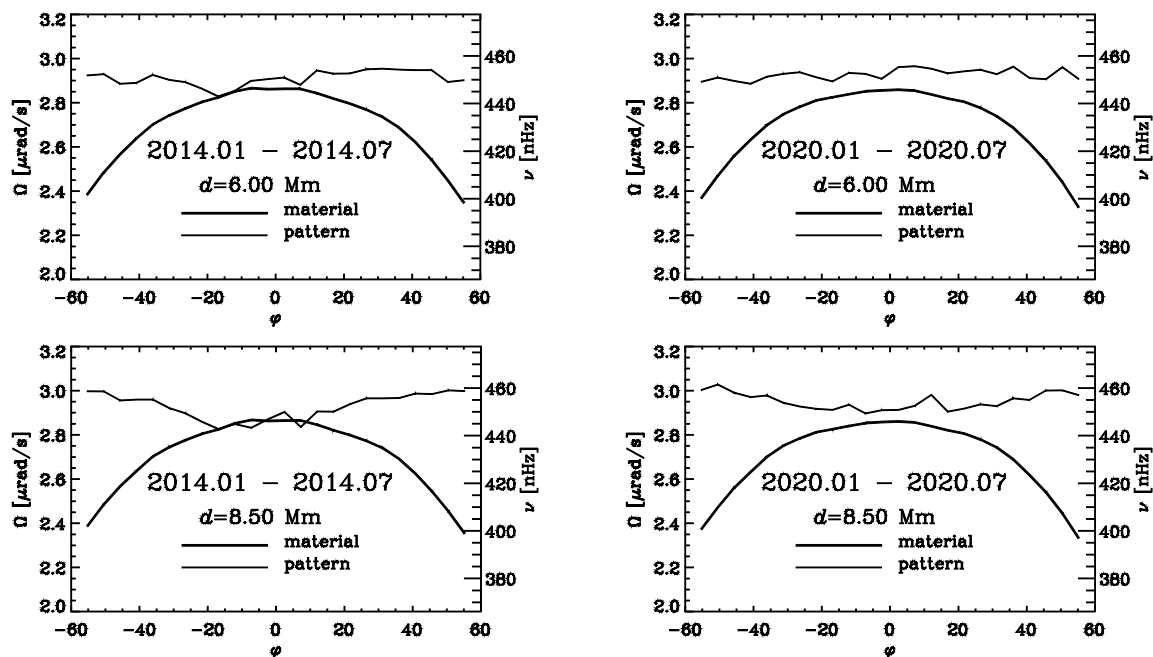


Рис. 2. Те же зависимости для фильтрованных изображений на более глубоких уровнях $d = 6$ и 8.5 Мм, усредненные за 7 месяцев в периоды высокой (левый столбец) и низкой (правый столбец) солнечной активности.

Выводы

Как мы видели, суперротация супергранул уверенно прослеживается в подповерхностных слоях конвективной зоны, по крайней мере, до глубин порядка 9 Мм. При этом скорость вращения супергрануляционного поля в верхних слоях максимальна в экваториальной зоне и спадает с широтой. В более глубоких слоях (где, согласно существующим представлениям, заканчивается слой супергранул), по-видимому, происходит переход к вращению с обратным знаком широтного градиента. Это может означать, что выявляется другой класс структур поля скоростей.

Литература

1. Duvall, T.L., J. // Solar Phys., 1980, 66, 213.
2. Snodgrass H.B., Ulrich R.K. // Atrophys. J., 1990, 351, 309.
3. Beck, J.G., Schou, J. // Solar Phys., 2000, 193, 333.
4. Meunier N., Roudier T. // Astron. Astrophys., 2007, 466, 691.
5. Duvall, T.L., J., Gizon, L. // Solar Phys., 2000, 192, 177.
6. Gizon L., Duvall T.L., Schou J. // Nature, 2003, 421, 43.
7. Busse F.H. // Phys. Rev. Lett., 2003, 91, 244501.
8. Busse F.H. // Solar Phys., 2007, 245, 27.
9. Green C.A., Kosovichev A.G. // Atrophys. J. Lett., 2006, 641, L77.
10. Green C.A., Kosovichev A.G. // Atrophys. J. Lett., 2007, 665, L75.

ТЕЧЕНИЯ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА: МАСШТАБЫ И ВАРИАЦИИ МОЩНОСТИ В ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Гетлинг А.В.¹, Косовичев А.Г.²

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

²*Технологический институт штата Нью-Джерси, Ньюарк, США*

FLOWS IN THE SOLAR CONVECTION ZONE: SCALES AND POWER VARIATION OVER THE SOLAR ACTIVITY CYCLE

Getling A.V.¹, Kosovichev A.G.²

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

²*New Jersey Institute of Technology, NJ 07102, USA*

A spectral analysis of the spatial structure of solar subphotospheric convection is carried out based on the maps of subsurface velocities at depths from 0 to 10 Mm measured using techniques of time–distance helioseismology. The source data are obtained with the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) from May 2010 to September 2020. The scales of convective flows are analysed expanding the field of the divergence of the horizontal velocity component in spherical harmonics. The horizontal flow scales grow from supergranular values to giant-cell sizes, and a tendency toward the emergence of meridionally elongated (banana-shaped) convective structures in deep layers can be noted. The variation of the integrated convective-flow power in the course of the solar activity cycle is studied. This quantity is anticorrelated with the sunspot number in the near-surface layers and positively correlated at greater depths. This can be interpreted in terms of the depth redistribution of the convective flow energy due to the action of magnetic fields.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-53-56

Введение

Благодаря успехам гелиосейсмологии появилась возможность проследить структуру и эволюцию этих полей в большом диапазоне глубин в течение нескольких лет. Здесь мы исследуем масштабы конвективных течений и временные вариации их мощности на разных глубинах в конвективной зоне на основе спектральных представлений поля горизонтальных скоростей, найденного методами пространственно-временной гелиосейсмологии по наблюдениям на инструменте Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) орбитальной обсерватории солнечной динамики (Solar Dynamics Observatory – SDO).

Данные и их обработка

Поля скоростей представлены значениями в 1026×1026 точках с шагом 0.12° по гелиографической широте и долготе ($123^\circ \times 123^\circ$) и временной

каденцией 8 ч для 8 подфотосферных слоев, лежащих в интервале глубин $d = 0\text{--}19$ Мм. Толщина этих слоев меняется от 1 Мм для верхнего слоя до 4 Мм для нижнего. В дальнейшем мы будем указывать средние значения d для этих слоев. Для удобства спектрального анализа перейдем от полей компонент вектора горизонтальной скорости \mathbf{V} к скалярному полю – дивергенции скорости, которая в сферических координатах имеет вид

$$\operatorname{div} \mathbf{V}(\theta, \varphi) = \frac{1}{r_{\odot} \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (V_{\theta} \sin \theta) + \frac{1}{r_{\odot} \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} V_{\varphi}$$

(θ – коширота, φ – долгота, r_{\odot} – радиус Солнца). Дополним найденное поле дивергенции до полного долготного интервала, взяв это поле на интервале длиной 120° и дважды повторив его – со сдвигом по долготе на 120° и 240° . Представим поле дивергенции разложением по сферическим функциям $Y_l^m(\theta, \varphi)$, обозначим амплитуды гармоник как A_{lm} и ограничимся степенями разложения, не превышающими подходящим образом выбранной величины $l = l_{\max} = 200$.

К спектрам мощности $p_{lm} = |A_{lm}|^2$ мы применяем процедуру вычисления скользящего среднего по времени с окном 45 суток. Согласно теореме Парсеваля, интегральная мощность течения равна

$$p_{\text{tot}} = \sum_{l=0}^{l_{\max}} \sum_{m=-l}^l |A_{lm}|^2$$

Оценить пространственные масштабы компонент, представленных гармониками данной степени l , можно, положив $r = r_{\odot}$ в формуле Джинса [1] $\lambda = 2\pi r / \sqrt{l(l+1)}$.

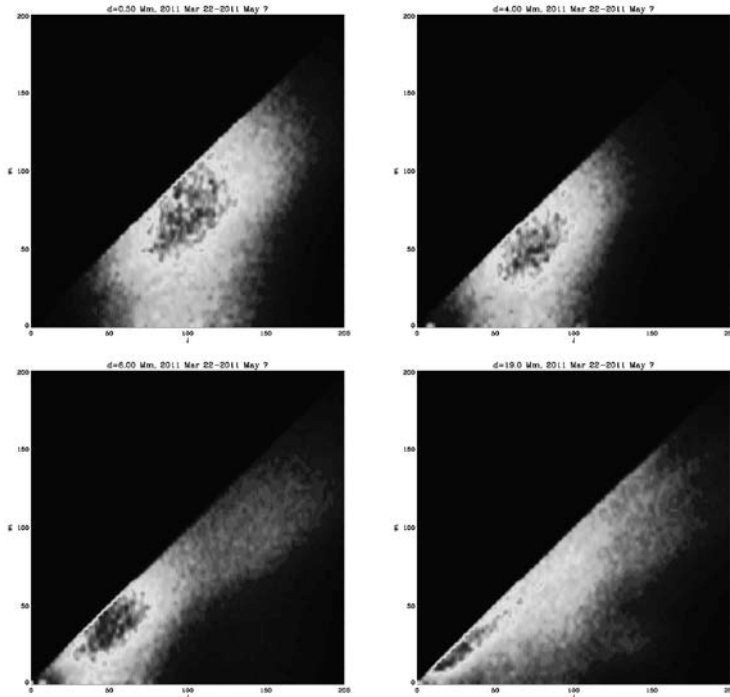


Рис. 1. Пример спектров мощности течения на глубинах $d = 0.5, 4, 6, 19$ Мм (указаны на каждом рисунке сверху). Максимальным значениям соответствуют темные участки, окруженные светлыми полями. Черное поле справа внизу – малые значения, черное поле слева вверху – область $m > l$, где значения не определены.

Результаты

Типичная серия спектров мощности для одного и того же 45-суточного интервала усреднения и разных глубин показана на рис. 1. Видно, что полоса спектра соответствует широкому интервалу значений степени l (и масштабов λ). Главный спектральный максимум сильно смещается с глубиной в длинноволновую область. Если в верхних слоях коротковолновая часть области наиболее энергичных гармоник имеет $l \approx 120$ (что соответствует размерам супергранул $\lambda \approx 30$ Мм), то длинноволновая

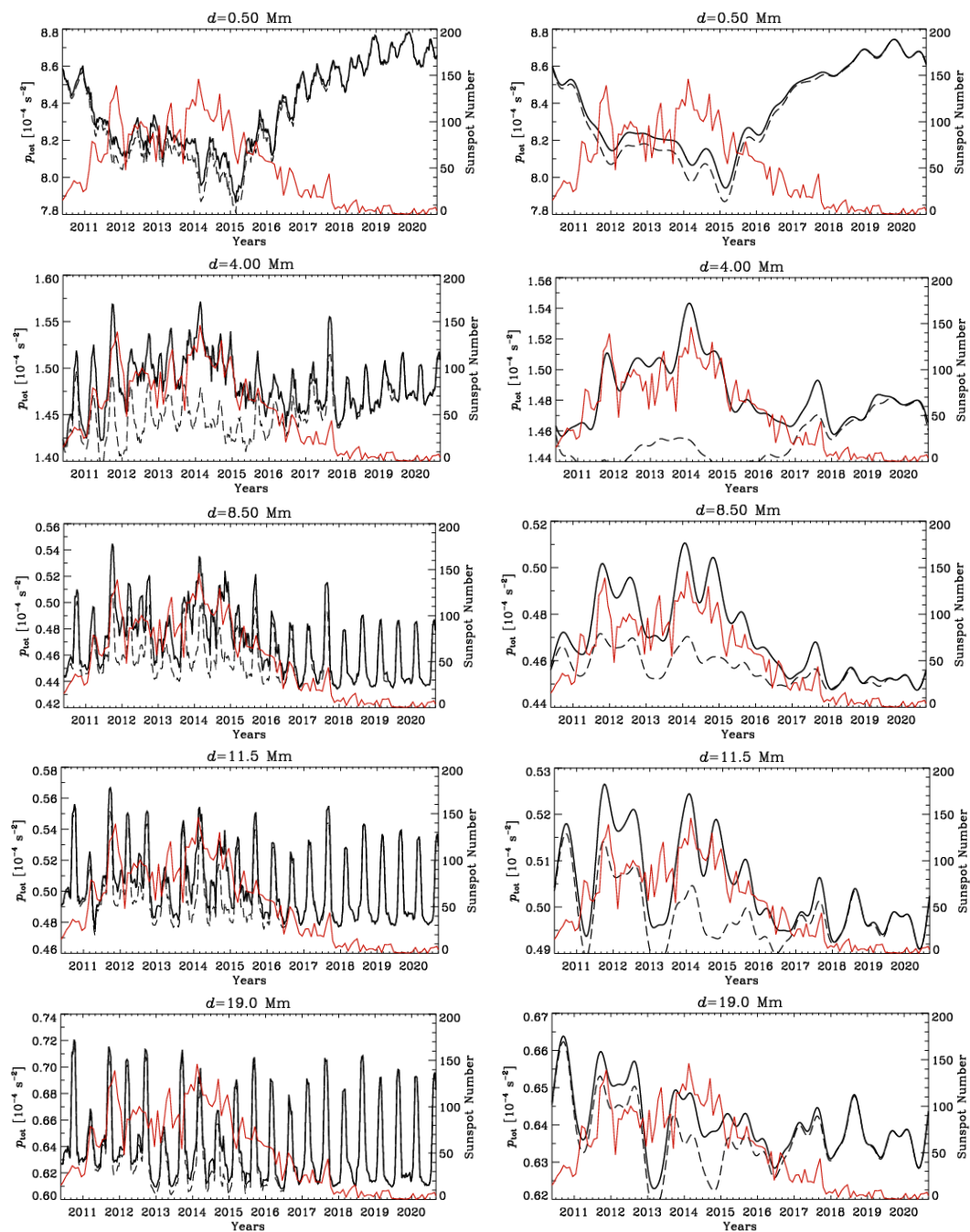


Рис. 2. Временные вариации интегральной мощности течений на различных глубинах d : слева нефигурованные, справа фильтрованные; штриховые линии – для «маскированных» полей. Красной линией показаны изменения среднемесячного числа солнечных пятен.

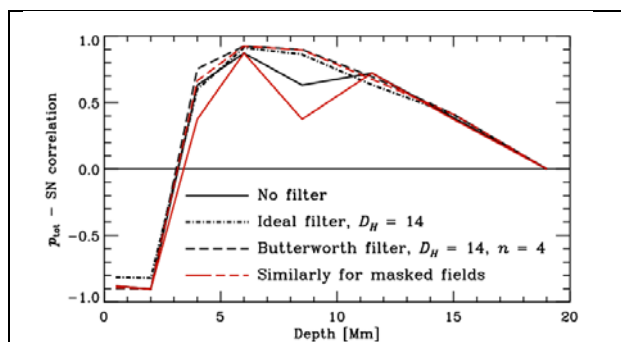


Рис. 3. Коэффициент корреляции интегральной мощности течений с числом солнечных пятен как функция глубины.

часть на больших глубинах начинается на $l \approx 15$, и λ лежит в области значений 150–300 Мм, что является масштабом гигантских ячеек. Интересная особенность спектра течений состоит в том, что с ростом d спектральный пик приближается в плоскости (l, m) к линии $l = m$, которая соответствует секториальным (не зависящим от θ) гармоникам. Это значит, что

крупномасштабные ячейки имеют тенденцию к бананообразной форме (такая возможность временами обсуждается в литературе).

Интегральная мощность течений p_{tot} испытывает вариацию в цикле активности, которая с глубиной все более зашумлена полугодовой гармоникой, обусловленной изменениями наклона оси вращения Солнца к лучу зрения (рис. 2, левый столбец). Чтобы выделить физически значимую составляющую вариации, мы применяем к ней низкочастотную спектральную фильтрацию, либо обрезая ее временной спектр на частоте $\nu_H = 0.05$ мкГц, либо умножая его на фильтр Баттерворта $H(\nu) = 1/[1 + (\nu/\nu_H)^{2n}]$, $n = 4$, и выполняя обратное фурье-преобразование. Отфильтрованная вариация (рис. 2, правый столбец) показывает антикорреляцию мощности течений с числом солнечных пятен в верхних слоях и положительную корреляцию в более глубоких слоях. Изменение коэффициента корреляции с глубиной показано на рис. 3.

Для оценки возможного влияния магнитных полей на рассчитанные вариации p_{tot} эти вариации были также выполнены для «маскированных» полей, в которых значения дивергенции скорости на участках сильных магнитных полей заменялись ее средним значением. Результаты показаны штриховыми линиями на рис. 2 и красными линиями на рис. 3.

Выводы

Характерный масштаб конвекции растет с глубиной, показывая признаки присутствия гигантских конвективных ячеек. Наблюдаемое по мере перехода к большим глубинам приближение спектрального пика к линии $l = m$, соответствующей секториальным гармоникам, может отражать тенденцию к меридиональной вытянутости конвективных структур – образованию бананообразных ячеек.

В поверхностных слоях интегральная мощность антикоррелирует, в более глубоких показывает положительную корреляцию с уровнем солнечной активности. Максимальная корреляция приходится на глубину ~ 6 Мм.

Литература

1. Jeans J.H. // Proc. Roy. Soc. London, 1923, v. A102, p. 554.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И ДИНАМИКИ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ №12673, СВЯЗАННЫЕ СО ВСПЫШКАМИ

Головко А.А., Салахутдинова И.И.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

PECULIARITIES OF STRUCTURE AND DYNAMICS OF THE ACTIVE REGION No.12673, RELATED TO FLARES

Golovko A.A., Salakhutdinova I.I.

Institute of Solar-Terrestrial Physics SD RAS, Irkutsk, Russia

The peculiarities of the flare-related structure and dynamics of the active region No:12573 by NOAA include the set of closely related in space and time processes. They are the following. Formation of the two main activity centers, where the intermittency of magnetic and velocity fields is enlarged in comparison with the ambient patches. Fast step-like drop of the unsigned magnetic flux during flares, with rate up to $4 \times 10^{18} \text{ Mx/s}$ in the flare X9.3 on September 6, 2017, on the background of the overall trend down with rate of 10^{17} Mx/s/4 ; the amount of the drop correlates with the flare index. Change of pulsations regime after the flare X9.3.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-57-60

Наблюдения активной области № 12673, давшей с 6 по 10 сентября 2017 г. самые мощные солнечные вспышки 24-го солнечного цикла, на многих обсерваториях, предоставили много полезной информации. Она использована во многих исследованиях [1–10] и анализ ее продолжается, обещая дать новые подходы к построению физической модели вспышки.

Во вспышке X8.2 10.09.2017 обнаружена трансформация магнитной энергии в нетепловую энергию ускоренных электронов за интервал времени около 2 мин [8]. Получено также, что имело место однозначное уменьшение магнитного потока после каждой из рассмотренных вспышек балла X, что проявляется в структуре расчетных силовых линий как уменьшение их плотности или исчезновение отдельных сегментов системы шировых аркад [9]. Возникает вопрос, произошли ли быстрые (за время несколько минут) изменения фотосферного магнитного поля в активной области 12673 при вспышке? Какие проявляются особенности структуры и динамики магнитного поля в АО, однозначно связанные с процессом вспышки? В рамках этих задач, мы проанализировали большой объем данных, полученных с помощью магнитографов SOT Hinode [11] и HMI SDO [12].

Магнитограммы АО за 5–8 сентября 2017 г. были обработаны с использованием метода мультифрактальной сегментации в пакете FRACLAB, позволяющего выявить области увеличенной перемежаемости магнитного поля, обычно свойственной новому магнитному потоку [13–15]. Интервалы между моментами записи магнитограмм SOT Hinode со-

ставили полтора часа или более, в 4 случаях они записаны во время вспышек. Это дает возможность обнаружить некоторые особенности эволюции АО, отчетливо связанные со вспышками. Серии магнитограмм HMI SDO в быстрой моде получены с интервалом 45 с, что дало возможность проследить быстрые процессы в магнитном поле АО.

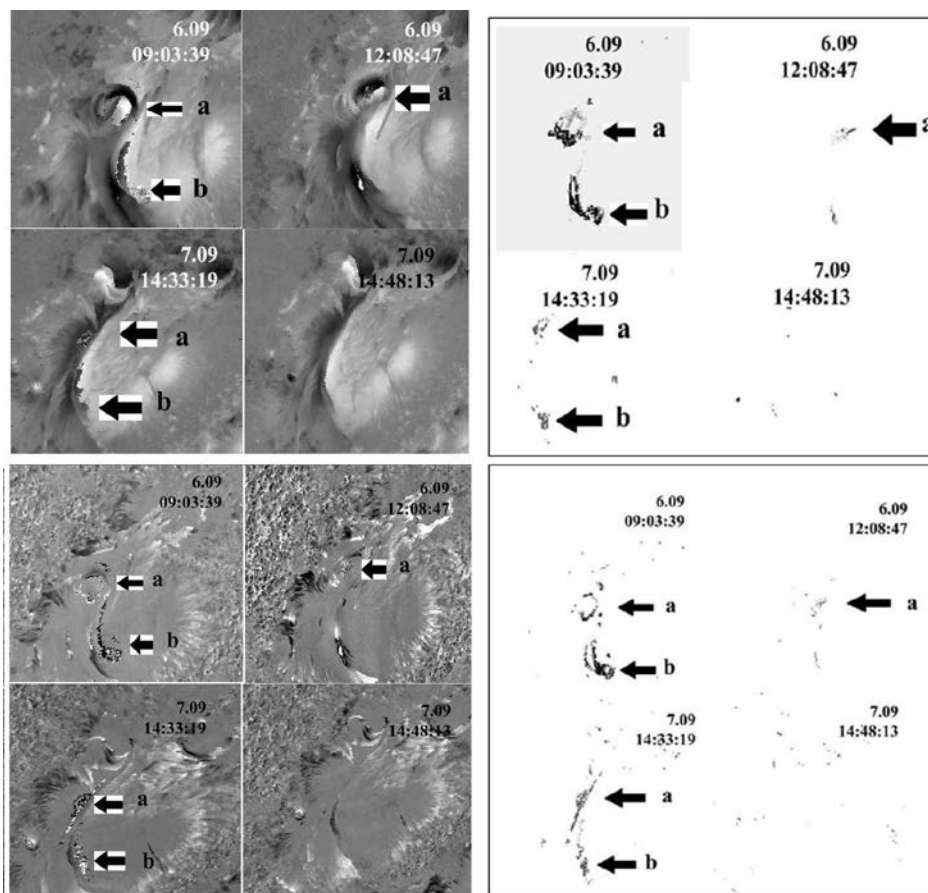


Рис. 1. Магнитограммы АО №12673 (верхняя левая часть) и карты лучевых скоростей (нижняя левая часть), полученные с помощью SOT Hinode. Справа – сегментированные мультифрактальные изображения для этих карт, на которых в виде темных площадок показаны выявленные участки с увеличенной перемежаемостью.

На рис. 1 показаны результаты обработки некоторых магнитограмм и карт лучевых скоростей. В АО на 6.09.2017 выявлены два центра активности **A** и **B**, в которых во время вспышек возрастает площадь участков с увеличенной перемежаемостью. Ее можно оценить статистически: коэффициент вариации в них достигает 94%, тогда как для соседних участков – 17%. Д. Раст [16] назвал подобные участки «'salt and pepper' pattern» и нашел их тесную корреляцию со вспышками. Роль МГД-турбулентности в создании условий для вспышек выявлена в работе [17], а модель быстрой диссипации магнитного поля в жгутах предложена в работе [18]. Центры активности **A** и **B** (рис. 1) идентифицированы как источники гелиосейсмических волн в работах [19, 20].

По сериям магнитограмм HMI SDO с каденцией 45 с рассчитаны интегральные параметры АО и величины максимальной магнитной индукции. Кривые за 6.09.2017 приведены на рис. 2.

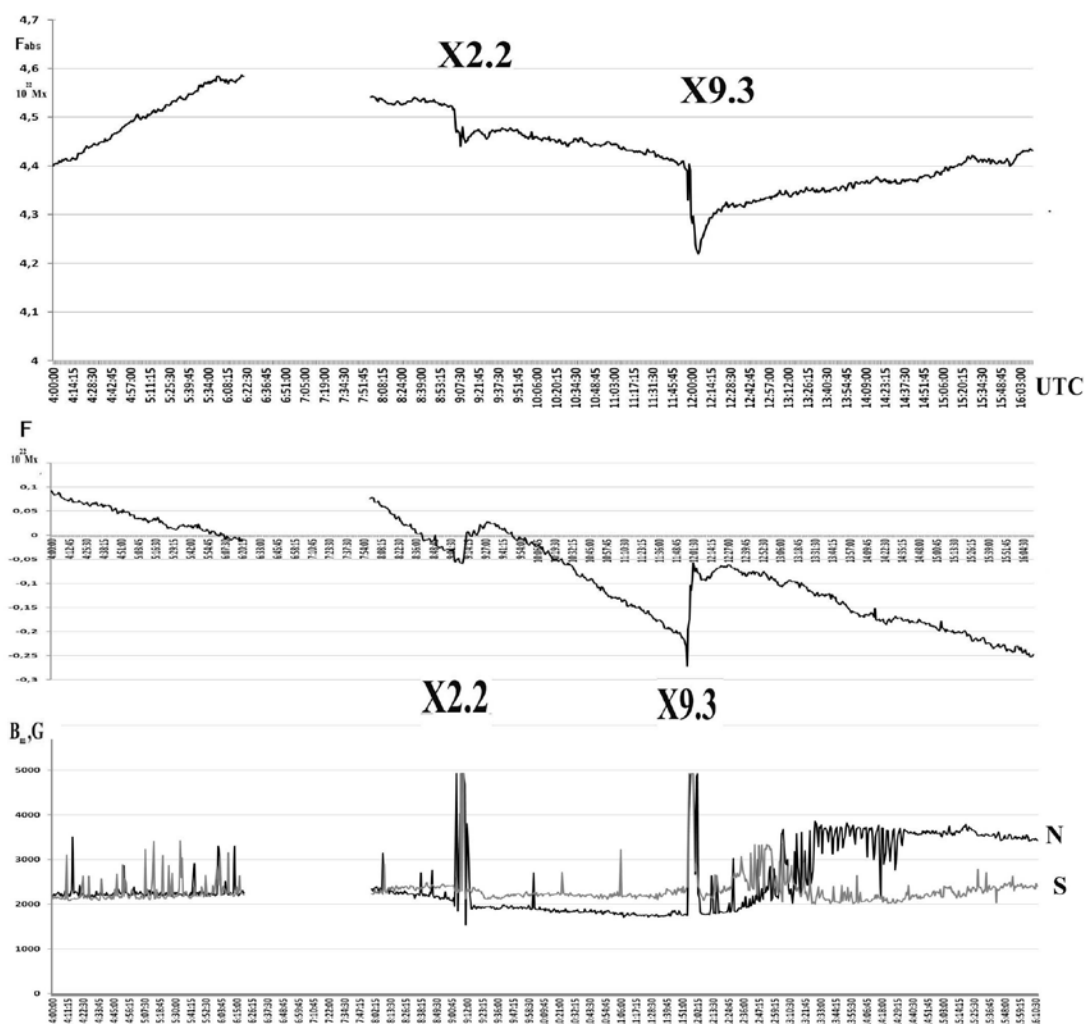


Рис. 2. Вариации беззнакового магнитного потока F_{abs} , суммарного со знаком магнитного потока (дисбаланса) F и значения максимальной магнитной индукции V_m (черная кривая – положительная полярность). Видно изменение режима пульсаций V_m .

Вариации беззнакового магнитного потока показывают его рост в интервале времени 4–6 час UT, что соответствует выходу нового магнитного потока [2], сменившегося затем трендом на его уменьшение со скоростью порядка 10^{17} Мкс, соответствующей типичной для таких АО быстрой эволюции, а вслед за этим – катастрофическим необратимым падением со скоростью до 4×10^{18} Мкс/с во вспышке X9.3. Это быстрое уменьшение произошло в основном за счет потока отрицательной полярности, и кривая дисбаланса потока показывает резкое его уменьшение в процессе вспышки. В других вспышках этой АО скорость была несколько меньшей, но гораздо выше эволюционной, а величина скачка потока показала тесную корреляцию (с коэффициентом 0,95) со вспышечным индексом, выражае-

мую линейным соотношением $SFI = 7633D - 130$, где **SFI** – вспышечный индекс в эрг/см², а **D** – величина скачка магнитного потока в 10^{22} Мкс.

Особенности структуры и динамики магнитного поля в АО 12673, связанные со вспышками, включают совокупность тесно коррелированных в пространстве и времени процессов. Они включают: формирование участков с увеличенной перемежаемостью магнитного поля и скорости, расширяющихся во время вспышек; ступенчатое быстрое падение беззнакового магнитного потока со скоростью до 4×10^{18} Мкс/с; смену режима пульсаций максимальной магнитной индукции, возникновение пульсаций с квазипериодом 4 мин после вспышки X9.3, произошедшей 6 сентября 2017 г.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки России (проект № 0278-2021-0008).

Литература

1. Sun X., and Norton A.A.: 2017, Res. Notes of the AAS, V.1.
2. Yang S., et al.: 2017, *Astroph. Journ.Letters*. **849**, L21.
3. Hou Y. J. et al.:2018, *Astron. and Astroph.***619**, A100.
4. Zou P.,et al.: 2019, *Astrophys. Journ.* **870**, 97.
5. Zou P., et al. 2020, *Astrophys. Journ.* **890**, 10.
6. Inoue S., et al. 2018, *Astroph. Journ.* **867**, 83.
7. Anfinogentov S.A., et al. 2019, *Astrophys. Journ. Lett.* **880**, L29.
8. Fleishman G.D., et al. 2020, *Science*, **367**, 278.
9. Кудрявцева А.В., Мышьяков И.И., Уралов А.М., Гречнев В.В. 2021, *Солнечно-земная физика*. **7**, №1, 3.
10. Головки А.А. 2021, *Избранные проблемы астрономии*, ИГУ, Иркутск, 79.
11. Kosugi T., et al. 2007, *Solar Physics*. **243**, 3.
12. Pesnell W.D., et al. 2012, *Solar Physics*. **275**, 3.
13. Князева И.С., Макаренко Н.Г., Лившиц М.А. 2011, *Астрон. журн.* **88**, №11,503.
14. Головки А.А., Салахутдинова И.И. 2015, *Астрон. журн.* **92**, №8, 650.
15. Golovko A.A., Salakhutdinova I.I. 2018, *JASTP*. **179**, 120.
16. Rust D.M. 1976, *Solar Physics*. **47**, 21.
17. Абраменко В.И. *Астрон. журн.* **80**, №2, 175.
18. Solov'ev A.A. 2022, *MNRAS*. **515**, 1981.
19. Sharykin S., and Kosovichev A.G. 2018, *Astrophys. Journ.* **864**, 86.
20. Zharkov S., et al. 2020, *Astronomy and Astrophys.* **639**, A78.

ПОТОК МАГНИТНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ДВУХ ВСПЫШЕК 6 СЕНТЯБРЯ 2017 Г

Гопасюк О.С., Вольвач А.Е., Якубовская И.В.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Республика Крым, Россия

MAGNETIC RECONNECTION FLUX DURING TWO FLARES ON SEPTEMBER 6, 2017

Gopasyuk O.S., Volvach A.E., Yakubovskaya I.V.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The energy-release process of two flares that occurred on September 6, 2017 in the NOAA 12673 active region was studied using chromospheric data in the 1600 Å band (SDO/AIA) and photospheric magnetograms (SDO/HMI). Microwave temporal profiles (KRIM, RSTN) were used as observable indicators of the flare energy release rate. From the past studies it is understood that the surface magnetic flux swept by the flare ribbons is related to the global reconnection rate. Therefore, in order to measure the reconnection magnetic flux and its rate of change, such observable parameters as the newly brightened flare area and the magnetic field of the area were calculated. The cumulative positive and negative magnetic fluxes involved in the reconnection process turned out to be well balanced. The change in the magnetic reconnection rate is compared with the observed nonthermal flare emission. We have obtained a good temporal relationship between the calculated magnetic reconnection rate and the observed nonthermal emission, which once again confirms the importance of magnetic reconnection for accelerating electrons in solar flares.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-61-64

Считается, что солнечные вспышки вызваны пересоединением силовых линий магнитного поля, во время которого происходит преобразование магнитной энергии в кинетическую энергию ускоренных частиц и тепловую энергию. Быстрые электроны, которые движутся по спирали вниз вдоль пересоединенных силовых линий, генерируют микроволновое излучение (MW), а когда они отдают свою энергию в основаниях пересоединенных силовых линий создается жесткое рентгеновское излучение (HXR). Таким образом, наблюдаемые потоки MW и HXR излучения действуют как индикаторы скорости ускоренных электронов, которые несут большую часть общей энергии, высвобождаемой во время вспышки и могут быть использованы в качестве прокси для скорости выделения энергии. Тогда и скорость изменения магнитного потока должна демонстрировать такую же временную эволюцию, как и наблюдаемые потоки HXR и MW излучения. Для проверки этого предположения мы провели исследование энерговыделения во время вспышек X2.2 и X9.3, произошедших 6 сентября 2017 г. в активной области NOAA 12673.

Нами были использованы данные нескольких инструментов. Последовательность изображений Солнца в полосе 1600 Å получена *SDO/AIA*. Магнитные характеристики вспышечных лент изучены с помощью нормальной компоненты магнитного поля B_n , которая вычислена из предвспышечных *SDO/HMI* вектор-магнитограмм. MW данные на частотах 8800 и 15400 МГц были получены радиоастрономическим диагностическим комплексом солнечной активности Крымской астрофизической обсерватории РАН (*KRIM*) и радиоастрономической сети *RSTN*.

Пока процесс пересоединения в короне не может быть измерен напрямую, его можно проследить по временной и пространственной эволюции области вспышки в магнитных полях в нижних слоях атмосферы. Исходя из предположений, что магнитный поток от фотосферы к короне сохраняется и временная шкала эволюции фотосферных магнитных полей намного длиннее, чем временная шкала пересоединения, скорость магнитного пересоединения в короне может быть измерена следующим образом (например, [1]):

$$\dot{\phi} = \frac{\partial}{\partial t} \int B_c dA_c = \frac{\partial}{\partial t} \int B_n dA_{ribbon},$$

где B_c и dA_c – магнитное поле и площадь пересоединения в короне; B_n – нормальная составляющая фотосферного магнитного поля в области хромосферных вспышечных лент, являющихся основаниями пересоединенных в короне силовых линий магнитного поля. dA_{ribbon} – площадь вспышечных лент. Таким образом, из наблюдений можно получить величину магнитного потока, участвовавшего в пересоединении в короне во время вспышки:

$$\phi_{ribbon} = \int \dot{\phi} dt = \int B_n dA_{ribbon}.$$

Для идентификации вспышечных лент и определения потока магнитного пересоединения и скорости его изменения мы использовали методику, представленную в работе [2]. Рис. 1 демонстрирует временную эволюцию вычисленных параметров магнитного пересоединения отдельно для областей положительной (сплошная кривая) и отрицательной полярности (пунктирная кривая) для вспышек X2.2 и X9.3. На верхней панели рис. 1 представлены потоки магнитного пересоединения, на нижней – скорости его изменения. Кумулятивные магнитные потоки пересоединения увеличиваются со временем. К концу вспышки отношение потоков $|\phi_+|/|\phi_-|$ составило 1.6 (X2.2) и 1.3 (X9.3). Это говорит о том, что магнитные потоки пересоединения были хорошо сбалансированы. Общий поток пересоединения во вспышке, который определялся как среднее из абсолютных значений потоков пересоединения в обеих полярностях, в конце временного ряда достиг $3.5 \cdot 10^{21}$ Мх (X2.2) и $7.9 \cdot 10^{21}$ Мх (X9.3), что составило примерно 12% (X2.2) и 28% (X9.3) общего магнитного потока активной области. Максимальная скорость магнитного пересоединения определялась как среднее максимальных абсолютных значений скорости в обеих полярно-

стях. Она составила $18.5 \cdot 10^{18}$ Мх/с во вспышке X2.2 и $39.6 \cdot 10^{18}$ Мх/с во вспышке X9.3.

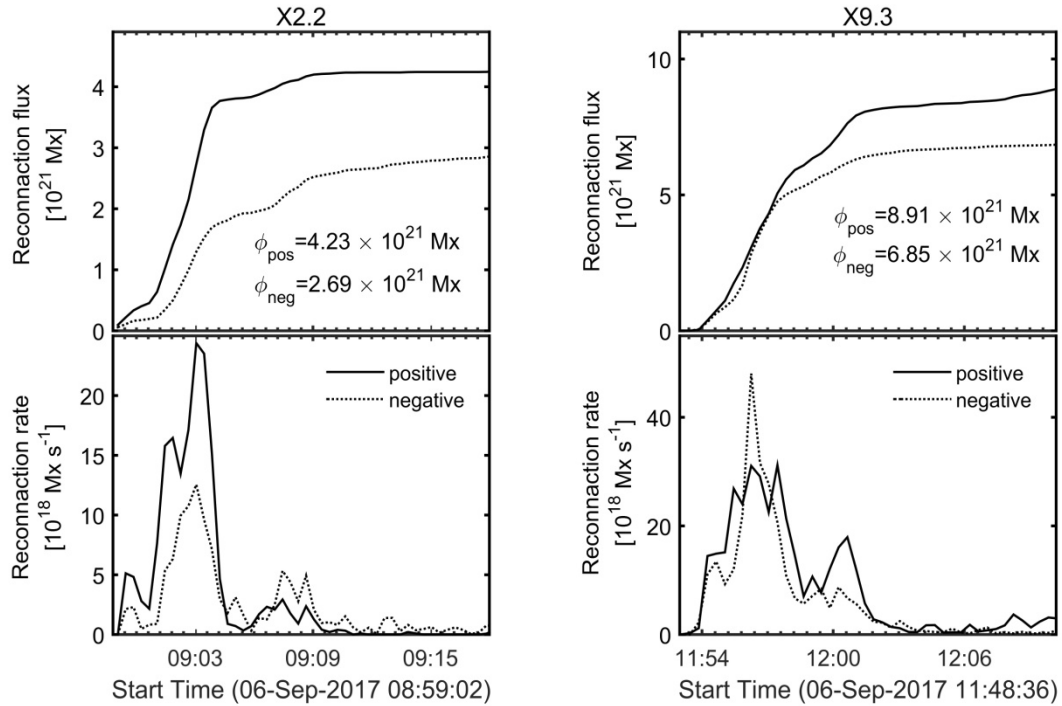


Рис. 1.

Общая скорость магнитного пересоединения, т.е. средняя из абсолютных значений скорости изменения потоков пересоединения в обеих полярностях, во вспышках X2.2 и X9.3 в сравнении с нетепловой эмиссией вспышки, представленной данными MW излучения на частотах 8800 МГц и 15400 МГц, показана на рис. 2.

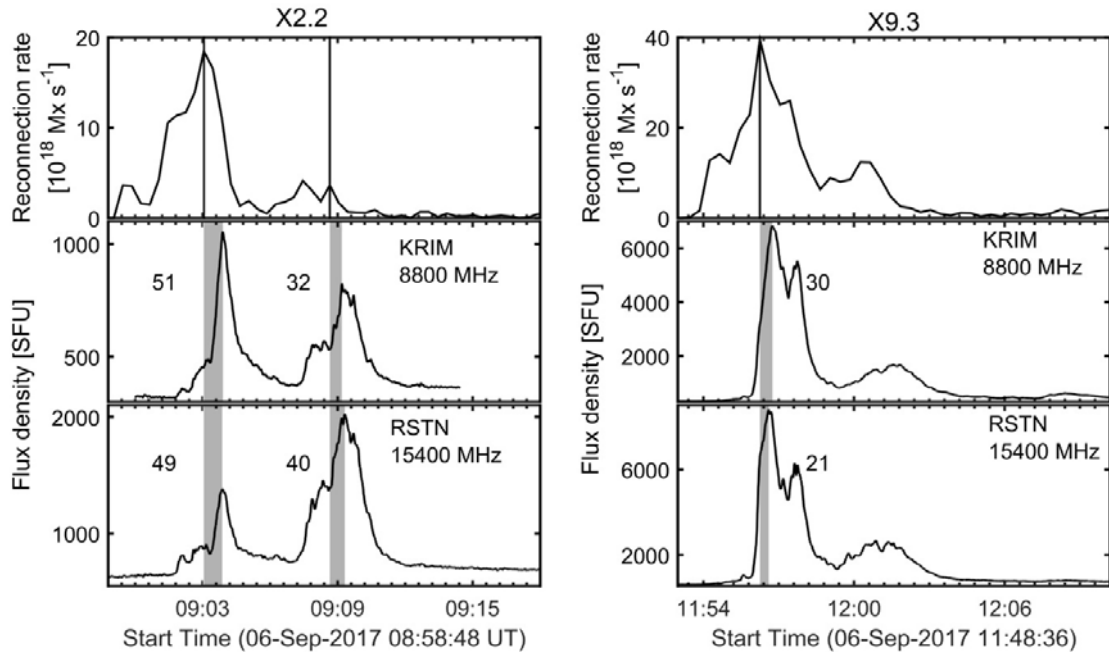


Рис. 2.

Как можно видеть из графика, скорости изменения потока коррелируют во времени с нетепловой эмиссией вспышки. В MW излучении наблюдались пики, которые также очевидны и в профилях скорости пересоединения, что теоретически ожидается и может продемонстрировать существенную роль магнитного пересоединения в создании этих событий. Однако, однозначно сопоставить мы смогли только два пика для X2.2 и один пик для X9.3. MW пики немного задерживаются. Временные задержки указаны слева в секундах. Задержка пиков MW излучения на 20–50 секунд может быть следствием разницы во времени ускорения энергичных электронов в области вспышки.

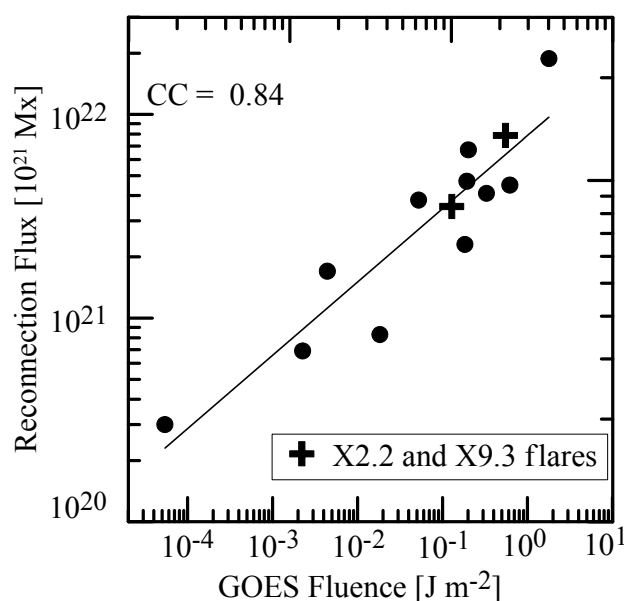


Рис. 3.

Мы объединили наши результаты с результатами исследований магнитного потока пересоединения других авторов [3–6]. В двойной логарифмической шкале была получена зависимость потока магнитного пересоединения от интегрированного потока SXR (GOES Fluence) (рис. 3) с коэффициентом корреляции 0.83, т.е. величина магнитного потока, участвующего в процессе пересоединения, больше в более мощных событиях, чем в более слабых.

Литература

1. *Forbes T.G., Priest E.R.* // *Solar Phys.*, 1984, vol. 94, № 2, p. 315.
2. *Gopasyuk O.S., Volvach A.E., Yakubovskaya I.V.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2022, vol. 7.
3. *Qiu J., Hu Q., Howard T.A., Yurchyshyn V.B.* // *Astroph. J.*, 2007, vol. 659, p.758.
4. *Miklenic C.H., Veronig A.M., Vršnak B.* // *Astron. Astrophys.*, 2009, vol. 499, p. 893.
5. *Hu Q., Qiu J., Dasgupta B. et al.* // *Astrophys. J.*, 2014, vol. 793, id. 53, pp. 21.
6. *Veronig, A.M., Polanec, W.* // *Solar Phys.*, 2015, vol. 290, p. 2923.

ПОИСК ПЕРИОДИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ БЛЕСКА И ВСПЫШЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ У КРАСНЫХ КАРЛИКОВ СРЕДИ ОБЪЕКТОВ ГЛУБОКОГО ОБЗОРА ЭКВАТОРИАЛЬНОЙ ОБЛАСТИ ПО ДАННЫМ EROSITA

Горбачев М.А., Шляпников А.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

SEARCH FOR PERIODIC VARIATIONS IN THE BRIGHTNESS AND FLARE ACTIVITY OF RED DWARFS AMONG THE OBJECTS OF THE EQUATORIAL REGION DEEP SURVEY USING EROSITA DATA

Gorbachev M.A., Shlyapnikov A.A.

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia

In May 2022, a catalog of X-ray sources was inserted into Vizier based on the results of a deep survey of the equatorial sky region, performed by the eROSITA telescope aboard the SRG observatory. Here we present a search for periodic variations in brightness and flare activity in candidates for identification with red dwarfs. Optical observations were processed by standard software and visually controlled. The results of the search for periods and flares in 110 stars are discussed in this article.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-65-68

Введение

Ранее вторым автором был опубликован список звёзд нижней части Главной последовательности, имеющих возможное отождествление среди объектов «первого света» [1] и глубокого обзора экваториальной области неба [2], выполненного телескопом eROSITA на обсерватории SRG. Из 27910 рентгеновских объектов второй работы 110 являются кандидатами на идентификацию с красными карликами. Как рентгеновские источники ранее были классифицированы 12 звёзд. В области идентификации двух звёзд попадают галактики. Несколько отождествлений содержат близко расположенные объекты.

Рентгеновский телескоп eROSITA (extended ROentgen Survey with an Imaging Telescope Array – телескоп для широкоугольного обзора в рентгеновском диапазоне) [3] на борту обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (Spectrum-Roentgen-Gamma – SRG) [4] обладает значительным полем (~1 градус в диаметре) для регистрации неба в диапазоне энергий от 0,2 до 8,0 кэВ. Телескоп также может выполнять наблюдения больших участков неба. Максимальный поддерживаемый размер прямоугольников с равномерным сканированием области составляет 12,5×12,5 градуса.

Исследование экваториальной области неба (eFEDS – eROSITA Final Equatorial Depth Survey) стало самым длительным по времени наблюдени-

ем в период проверки возможностей приборов телескопа eROSITA. В целом было затрачено около 100 часов. Поле eFEDS имеет площадь примерно 140 град^2 и состоит из четырёх отдельных прямоугольных областей сканирования по 35 град^2 . Выбор площадки был обусловлен наличием значительного числа многоволновых наблюдений данной области неба [5].

В данной работе мы рассматриваем поиск периодических изменений блеска по данным обсерватории TESS [6] и возможную вспышечную активности по второму выпуску данных The Catalina Surveys – CSDR2 [7]. Ранее авторами статьи производился поиск вспышек по наблюдениям, выполняемым в данном проекте [8] для звёзд каталога GTSh10 [9].

Периодические изменения блеска по данным обсерватории TESS

Для поиска периодических изменений блеска использовался метод периодограммного анализа Ломба-Скаргла [10, 11]. Пример результатов обработки информации показан на рис. 1. Здесь: на левой панели –

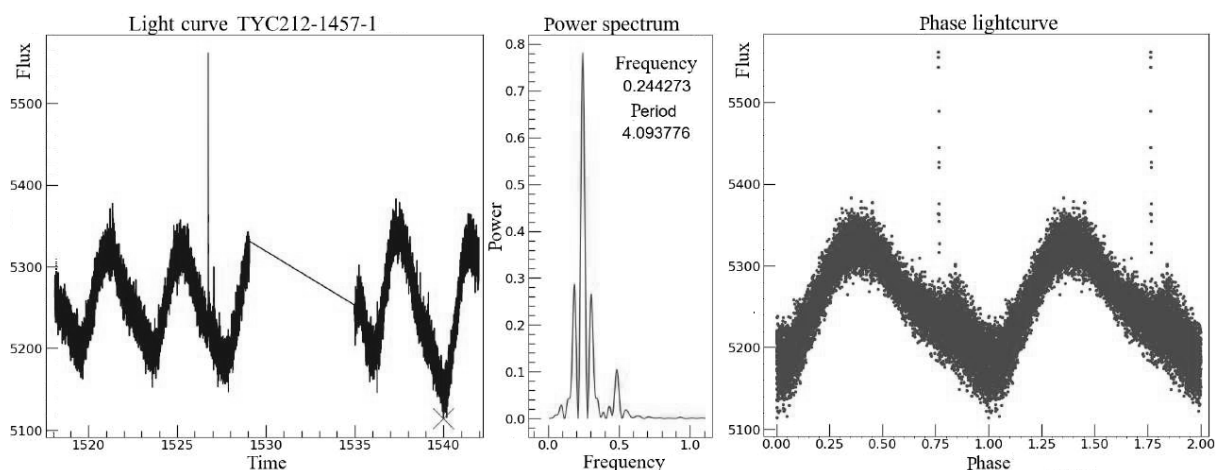


Рис. 1. Результаты анализа данных TESS по наблюдениям звезды TYC 212-1457-1.

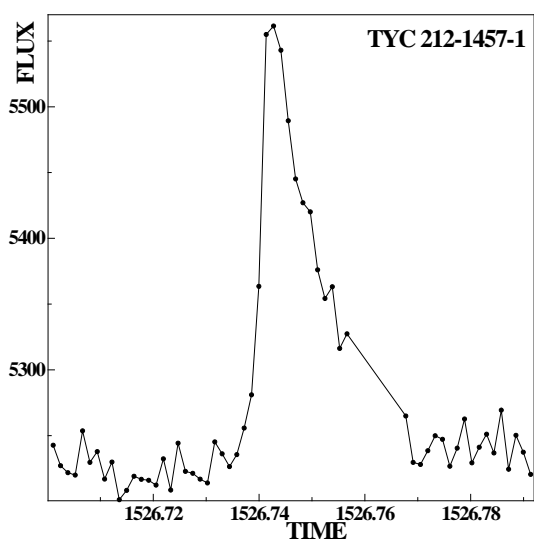


Рис. 2. Вспышка, обнаруженная при поиске периода.

отфильтрованные оригинальные данные наблюдений TESS (зависимость потока от времени); средняя панель – результат анализа временного ряда (частота – энергия); правая панель – фазовая кривая блеска (фаза – поток). Из 110 кандидатов на идентификацию с красными карликами информация по 58 звёздам присутствует в базе данных TESS.

Детальный анализ кривой блеска звезды TYC 212-1457-1 показывает резкое увеличение потока в районе отметки времени 1526.7358. При рас-

смотрении с большим временным разрешением данное импульсное событие проявляется как вспышка (рис. 2) продолжительностью более 0.8 часа и энергией 4.57×10^{34} эрг.

Особенности поиска вспышек по данным The Catalina Surveys

В статье [8] авторами сообщалось об исследовании 8 звёзд из каталога GTSh10 [9] для которых было обнаружено 97 вспышек на интервале наблюдений более 9 лет. Из 110 объектов eFEDS, которые являются кандидатами на идентификацию с красными карликами, для 104 есть наблюдения, выполненные в проекте The Catalina Surveys.

Основной проблемой поиска вспышек по данным CSDR2 является присутствие у разных звёзд коррелирующих по времени событий (отмечены стрелками и вертикальными линиями на рис. 3). Очевидно, что данные «вспышки» не связаны с проявлением магнитной активности у исследуемых звёзд и связаны с инструментальными, либо климатическими особенностями, в условиях которых были выполнены наблюдения.

Всего при анализе данных CSDR2 было изучено 27407 наблюдений 104 звёзд. Минимальный ряд состоял из 1 наблюдения (для последующего сравнения с данными других каталогов), максимальный из 444 оценок блеска (в среднем – 264). Минимальная разница в блеске звёзд в максимуме и минимуме равна $0^m.09$, а максимальная $5^m.7$. Средняя ошибка в определении блеска $0^m.4$. Ряды наблюдений в среднем составляли более 8.5 лет. При амплитуде сигнала превышающим среднее значение блеска на 3σ , было зафиксировано 233 событий для 57 звёзд, с максимальным значением 9 «вспышек» для 5 объектов. А при пороге 5σ – 78 событий для 34 звёзд, с максимальным значением 4 «вспышки» для 10 объектов.

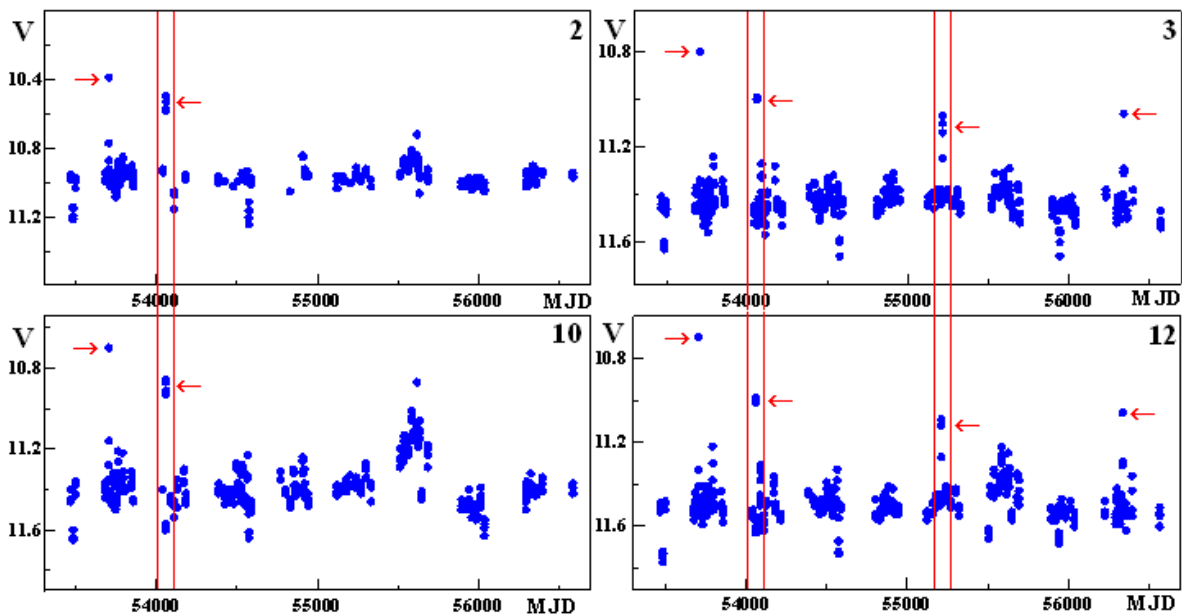


Рис. 3. Совпадающие по времени импульсные события, не соответствующие изменению физических условий на исследуемых звёздах.

С целью исключения из временных рядов ложных импульсных событий, все данные были проанализированы на совпадающие по времени увеличения блеска и в дальнейшем эти «вспышки» не рассматривались.

Изучение переменных рентгеновских источников

В мае 2022 г. был опубликован каталог переменных рентгеновских источников в области eFEDS [12]. Перекрёстная идентификация объектов из указанного выше каталога с кандидатами в красные карлики дала 90 совпадений. Из каталога [12] анализировались данные по числу наблюдений в диапазонах: 0.2–5.0, 0.2–2.3 и 2.3–5.0 keV, наличию или отсутствию переменности нормализованной избыточной дисперсии и максимальной амплитуды в диапазоне соответствующих энергий. В результате только два объекта продемонстрировали избыточную дисперсию и максимальную амплитуду регистрируемого излучения, и один объект показал избыточную дисперсию.

При анализе временного ряда одного из источников переменного рентгеновского излучения, было обнаружено по данным MAST [13], что звезда обладает экзопланетой, о которой ранее не было сообщений (рис. 4).

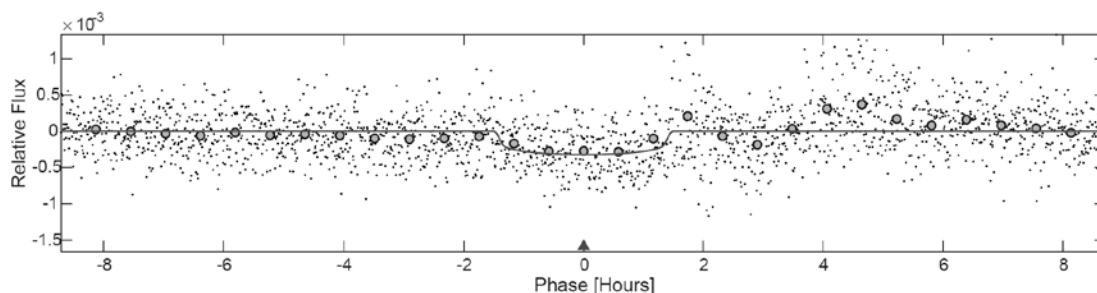


Рис. 4. Транзит экзопланеты по наблюдениям TESS у HD 79555 [13].

Заключение

В результате проделанной работы по данным TESS и CSDR2 были изучены 110 звёзд нижней части Главной последовательности. У 58 звёзд определены периоды обращения, а для 104 звёзд произведён поиск вспышечной активности.

Литература

1. Шляпников А.А. // 2021ssep.conf..321S.
2. Шляпников А.А. // 2021arXiv210912110S.
3. Predehl P. et al. // Astron. Astrophys., 2021, V. 647, A1.
4. Sunyaev R. et al. // Astron. Astrophys., 2021, V. 656, A132.
5. Brunner H. et al. // Astron. Astrophys., 2022, V. 661, A1.
6. Ricker G.R. et al. // J. Astron. Telesc. Instrum. Syst., 2015, V.1.
7. Drake A.J. et al. // Astrophys. J., 2009, V. 696, P. 870.
8. Gorbachev M.A., Shlyapnikov A.A. // A&AT, 2019, V. 31, I. 3, p. 333-342.
9. Gershberg R.E. et al. // BCraO, 2011, V. 107, I. 1, p.11-19.
10. Lomb N.R. // Astrophys. Space Sci., 1976, V. 39, P. 447.
11. Scargle J.D. // Astrophys. J., 1982, V. 263, P.835.
12. Boller T. et al. // Astron. Astrophys., 2022, V. 661, A8.
13. MAST Portal // код доступа <https://mast.stsci.edu>

**ИДЕНТИФИКАЦИЯ В ОПТИЧЕСКОМ ДИАПАЗОНЕ
СПЕКТРА ОБЪЕКТОВ ИЗ НОВОГО КАТАЛОГА
«ЗВЁЗД С АКТИВНОСТЬЮ СОЛНЕЧНОГО ТИПА» СРЕДИ
ИСТОЧНИКОВ РЕНТГЕНОВСКОГО И РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ**

Горбунов М.А., Шляпников А.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

**IDENTIFICATION IN THE OPTICAL RANGE OF THE SPECTRUM
OBJECTS FROM THE NEW CATALOG “STARS WITH SOLAR-TYPE
ACTIVITY” AMONG SOURCES OF X-RAY AND RADIO EMISSION**

Gorbunov M.A., Shlyapnikov A.A.

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia

To supplement the new catalog of dwarf stars in the lower part of the Main Sequence with information about their possible X-ray and radio emission, a special interactive interface was developed. With its help, out of 314.618 objects of the catalog, a selection of 27.454 X-ray and radio sources was made. For the greatest unambiguous correspondence between stars and sources, the fields of all objects were viewed visually and compared with the SIMBAD and NED databases. The stages of the work done and the illustrated results obtained are presented.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-69-72

Введение

В третьей версии нового «Каталога звёзд с активностью солнечного типа» (Catalogue of Stars with Solar Type Activity, далее - CSSTA) 2021 года [1] содержится информация о зарегистрированном рентгеновском излучении у 2.909 объектов. Радиоизлучение зафиксировано всего лишь у 95 звёзд. С целью дополнения CSSTA информацией о рентгеновском и радиоизлучении звёзд был использован компилятивный каталог MORX [2]. В него вошли данные, связанные с наблюдением объектов в рентгеновском диапазоне обсерваториями XMM-Newton [3], ROSAT [4], Chandra [5] и Swift [6]. А также в радиодиапазоне в проектах NVSS [7], FIRST [8] и SUMSS [9].

Всего в каталоге представлено 1.002.855 оптических объектов. Каждый объект имеет координаты на эпоху 2000 года, оптические и радио/рентгеновские идентификаторы, фотометрию в красной и синей области спектра, а также значения вычисленных вероятностей соответствия. Это третье и последнее издание этого метода.

Отбор объектов MORX для каталога CSSTA

Третья колонка в описании каталога MORX содержит информацию о классификации объектов, выполненной автором. Всего классифицировано

18 типов источников. Среди них: внегалактические (собственно галактики, галактики с активными ядрами, объекты типа BL Lac (БЛ Лацерты), квазары и другие) и галактические (области звездообразования, катаклизмические переменные, белые карлики), в том числе объекты неизвестного типа, но с предварительно определённым красным смещением по данным SDSS [10].

Для анализа и последующего включения в CSSTA из 1.002.855 объектов MORX были отобраны 698.284, имеющие классификацию как звёзды, рентгеновские либо радиоисточники, а также источники неизвестного типа.

Идентификация объектов MORX в каталоге GAIA DR2

С целью независимого отождествления в оптическом диапазоне спектра, а также извлечения информации о собственных движениях объектов (для исключения возможных внегалактических источников), была выполнена перекрёстная идентификация отобранных 698.284 объектов со звёздами из каталога GAIA DR2 [11].

После перекрёстной идентификации с радиусом 5 угловых секунд (исходя из того, что PSF изображения точечного оптического объекта должно быть не менее 3 угловых секунд на уровне полуширины аппроксимации, а поиск производится в области с утроенным радиусом) из 698.284 источников MORX в каталоге GAIA DR2 было обнаружено 546.010 объектов.

Учитывая, что значительное число объектов GAIA DR2 имеют одинаковые координаты, но не являются тесными парами, они были исключены из дальнейшего рассмотрения. Отметим, что среди данных объектов у большей части отсутствует информация об эффективной температуре, радиусе и светимости. Это обусловлено их слабым блеском (рис. 1).

Также были удалены объекты, не удовлетворяющие критериям отбора: эффективная температура $T_{\text{eff}} < 7100 \text{ K}$, радиус $R < 1.1 R_{\odot}$ и светимость объекта $L < 1.1 L_{\odot}$. В результате осталось 310.576 объектов перекрёстной идентификации источников MORX в каталоге GAIA DR2. Входной каталог для CSSTA содержит объекты ярче 17^{m} , поэтому более слабые объекты войдут уже в следующую версию «Каталога звёзд с активностью солнечного типа».

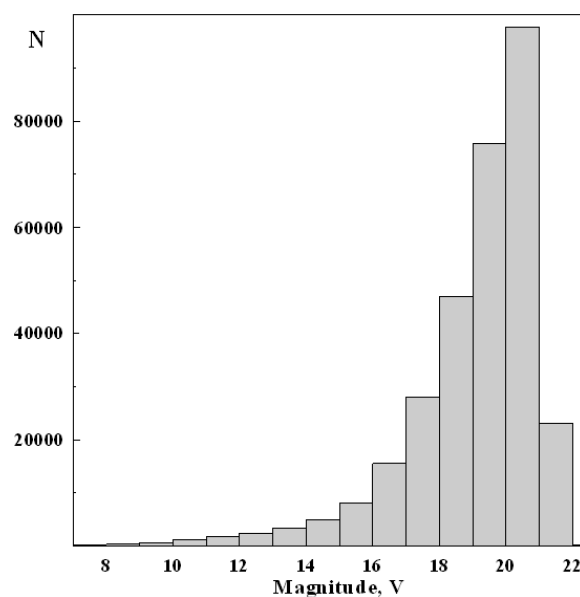


Рис. 1. Зависимость числа звёзд от их звёздной величины V.

Если в каталоге MORX объект не был отмечен как звезда, то для CSSTA отбирались источники, имеющие радио либо рентгеновское излучение с вероятностью и достоверностью более 50%, не являющиеся галактиками или квазарами.

Для включения в CSSTA объектов MORX была выполнена перекрёстная идентификация по координатам данных из MORX с объектами второго выпуска данных проекта GAIA. После выполнения перекрёстной идентификации по координатам звёзд из каталога GAIA DR2 с объектами MORX были оставлены только те, для которых есть информация об эффективной температуре, радиусе и светимости. Число совпадений составило 27.454 объекта.

Визуальная идентификация объектов каталога MORX

Для идентификации путём визуального контроля на основе html формата был разработан специальный интерактивный интерфейс, который позволяет открывать в новом окне область исследуемого объекта с нанесением на карту информации из баз данных SIMBAD [12] и NED [13].

Необходимость визуального контроля при идентификации объектов проиллюстрирована на рис. 2. Здесь в центре исследуемой области находится звезда, удовлетворяющая критериям для включения в CSSTA, которой мог бы соответствовать рентгеновский источник 3XMM J001405.4-302036. Однако, вблизи звезды находится большое число галактик, одна из которых возможно является источником рентгеновского излучения. Маркерами «+» и «o» обозначены объекты из [12] и [13].

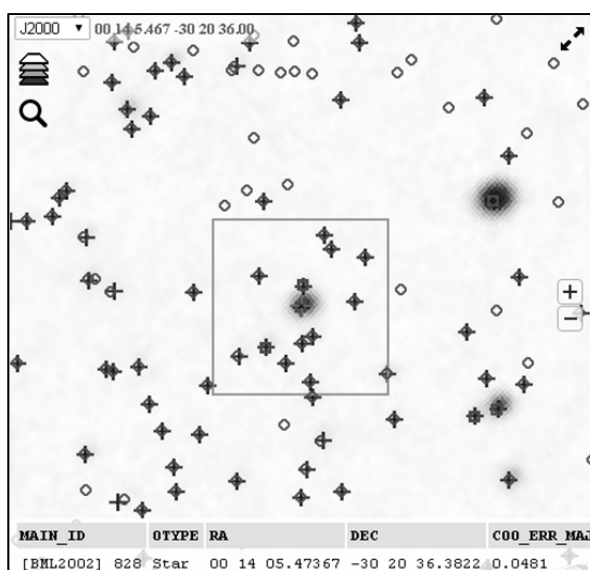


Рис. 2. Звезда, на фоне значительного числа галактик.

Здесь в центре исследуемой области находится звезда, удовлетворяющая критериям для включения в CSSTA, которой мог бы соответствовать рентгеновский источник 3XMM J001405.4-302036. Однако, вблизи звезды находится большое число галактик, одна из которых возможно является источником рентгеновского излучения. Маркерами «+» и «o» обозначены объекты из [12] и [13].

Отметим, что большая часть рассматриваемых объектов являются плохо изученными и информация о них отсутствует в SIMBAD.

После проведения мониторинга всех 27.454 объектов в CSSTA будут добавлены лишь те, которые однозначно соответствуют звёздам. На начало октября 2022 г. перекрёстная идентификация CSSTA и выборки из MORX дала совпадение для 4.426 объектов.

Рис. 3 иллюстрируют гистограмму распределения числа звёзд от расстояния между объектами CSSTA и MORX. По рисунку видно, что большая часть объектов идентифицирована в радиусе менее одной угловой се-

кунды. А на рис. 4 представлена гистограмма распределения числа объектов от звёздной величины в полосе V.

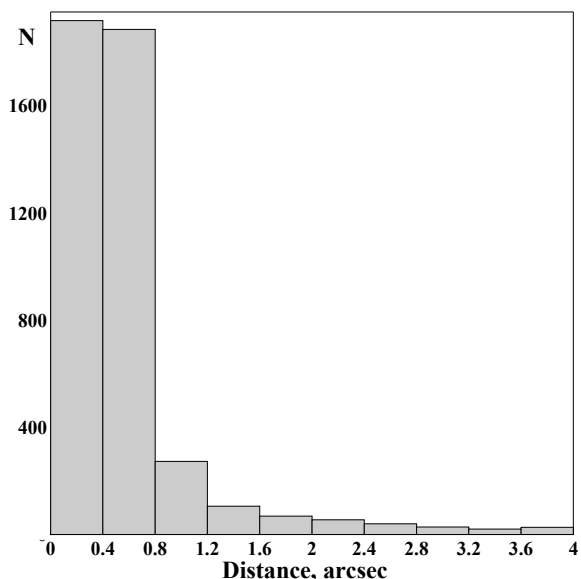


Рис. 3. Расстояние между объектами CSSTA и MORX.

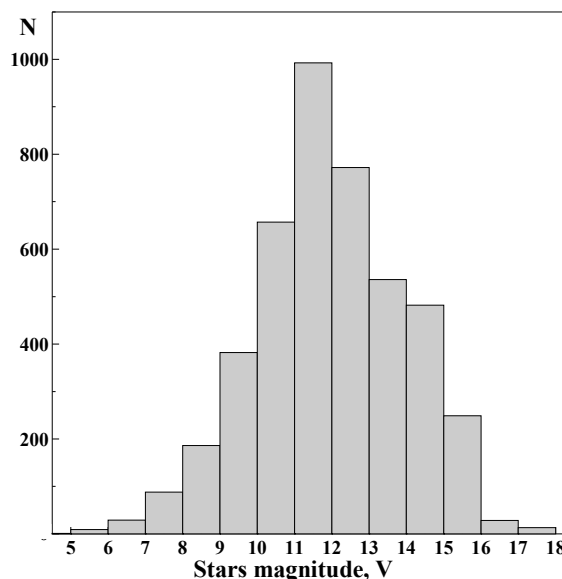


Рис. 4. Распределение звёзд, включаемых в CSSTA, по блеску.

Заключение

В результате проделанной работы из 1.002.855 объектов каталога MORX для последующего включения в «Каталог звёзд с активностью солнечного типа» были отобраны 27.454. Перекрёстная идентификация по координатам этих объектов и звёзд из CSSTA дала совпадение для 4.426 объектов. Среди них 2.507 звёзд с рентгеновским излучением, 1.820 рентгеновских источников идентифицированных со звёздами. 36 звёзд с радиоизлучением и 67 радиоисточников идентифицированных со звёздами. Один объект обладает и радио и рентгеновским излучением.

Второй автор выражает благодарность РФФИ за частичную поддержку проведённых исследований за счёт гранта 19-29-11027.

Литература

1. CSSTA - <http://craocrimea.ru/~aas/CATALOGUES/CSAST/CSAST.html>
2. Flesch E.W. The Million Optical Radio/X-ray Associations (MORX) catalogue // Publ. Astron. Soc. Australia, 2016, 33, 52.
3. XMM-Newton - <https://www.cosmos.esa.int/web/xmm-newton>
4. ROSAT - <https://www.mpe.mpg.de/ROSAT>
5. Chandra - <https://chandra.harvard.edu>
6. Swift - https://www.nasa.gov/mission_pages/swift/main/
7. NVSS - <https://www.cv.nrao.edu/nvss/>
8. FIRST - <http://sundog.stsci.edu/>
9. SUMSS - <http://www.astrop.physics.usyd.edu.au/sumss/>
10. SDSS - <http://skyserver.sdss.org/dr10/en/sdss/sdsshome.aspx>
11. GAIA DR2 - <https://cdsarc.cds.unistra.fr/viz-bin/cat/I/345>
12. SIMBAD - <http://simbad.cds.unistra.fr/simbad/>
13. NED - <https://ned.ipac.caltech.edu/>

**О НАБЛЮДАТЕЛЬНЫХ СВИДЕТЕЛЬСТВАХ ПЕРЕСТРОЙКИ
МАГНИТНОЙ КОНФИГУРАЦИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ
В ТЕПЛОМ/НЕТЕПЛОМ ИЗЛУЧЕНИИ, СВЯЗАННОМ С
СОЛНЕЧНЫМИ ВСПЫШКАМИ X7.1 20.01.05, M5.1 17.05.12**

Григорьева И.Ю.¹, Струминский А.Б.², Шаховская А.Н.³

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

³Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым, пгт. Научный, Россия

**ON THE OBSERVED EVIDENCE OF CHANGE IN THE MAGNETIC
CONFIGURATION OF ACTIVE REGIONS, ASSOCIATED WITH SO-
LAR FLARES X7.1 20.01.2005 AND M5.1 17.05. 2012**

Grigoryeva I.Yu.¹, Struminsky A.B.², Shakhovskaya A.N.³

¹Main Astronomical (Pulkovo) Observatory RAS, St.-Petersburg, Russia

²Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

³Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Republic of Crimea, Russia

We assume that the process of accumulation in an active region of a large amount of energy required for one or a series of powerful solar flares should be accompanied by an increase in the total background radiation of the Sun. We study the retrospective of the parameters of thermal SXR-emission (GOES: T_{max} , EM_{max}) and non-thermal radio cm(dcm)m-emission (RSTN: instantaneous fluence) of regions 10720 and 11476, preceding two flares X7.1 (January 20, 2005) and M5.1 (May 17, 2012) associated with fast massive interplanetary CMEs and the acceleration of relativistic protons with energies of >1 GeV on the Sun (GLE69 and GLE71, respectively). We interpret the obtained ratio of the flare plasma emission characteristics as the involvement of strong magnetic fields in the nonstationary processes of the January 2005 events and, on the contrary, the participation of a moderately strong magnetic field in the May 2012 events.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-73-76

Мы предполагаем, что процесс накопления в активной области (АО) большого количества энергии, необходимой для одной или серии мощных солнечных вспышек, должен сопровождаться повышением общего фонового излучения Солнца. Это может быть связано с тем, что увеличение магнитного потока в пределах АО приводит к перестройке её первоначальной магнитной конфигурации и, следовательно, к выделению энергии, которое можно регистрировать в виде слабых всплесков мягкого рентгеновского (SXR) излучения в АО, приводящих к росту общего SXR фона. По нашему мнению такой же сценарий возможно будет показывать и радиоизлучение см(дцм)м-диапазонов.

Мы исследуем ретроспективу теплового SXR излучения и нетеплового см(дцм)м-радиоизлучения АО 10720 и АО 11476, предшествующего двум

вспышкам X7.1 (20.01.2005) и M5.1 (17.05.2012), связанным с быстрыми межпланетными гало KBM и ускорением релятивистских протонов энергий >1 ГэВ на Солнце (возрастаниями интенсивности космических лучей на Земле – *Ground Level Enhancement* GLE69 и GLE71, соответственно). В контексте идеи заблаговременной подготовки АО (накопления в ней энергии магнитного поля, см. обзор [1]) представлен анализ параметров вспышечного излучения соответствующих АО за неделю до указанных событий по данным SXR излучения с КА GOES (рис. 1(а, б)) и радиоданным наземной сети станций RSTN (*Radio Solar Telescope Network*, рис. 2(а, б)). Общая информация взята из открытого доступа – сводных отчетов службы центра предсказания космической погоды (*Dept. of Commerce, NOAA, Space Environment Center, USA*). Вычисляемые величины (температура T в МК, мера эмиссии EM в 10^{49} см⁻³ и их максимальные значения) получены в автоматическом режиме в стандартном пакете *SolarSoft* для телескопа GOES в каналах 0.5–4Å и 1–8Å. Указанные ключевые вспышки выбраны как противоположные события по характеру импульсной фазы (X7.1, $T_{\max} \sim 24$ на 8 мин при $EM \sim 12$, $EM_{\max} \sim 38$ на 23 мин при $T \sim 18$, а SXR_{\max} был на 21 мин [2]. M5.1, $T_{\max} \sim 16$ на 10 мин при $EM \sim 2$, $EM_{\max} \sim 3$ на 18 мин при $T \sim 13$, а SXR_{\max} был на 17 мин [3]). В обоих случаях близость по времени SXR_{\max} и EM_{\max} от нуля минут отмеченного в [2, 3] указывает на их связь – SXR_{\max} был на постэруптивной фазе вспышек. А интенсивность первоначального нагрева была разной (значения T_{\max} при EM в это же время отличающейся в 6 раз), что и есть различие в импульсной фазе. Такая интенсивность нагрева ключевых вспышек, по нашему мнению, кроется в предыстории достигаемых значений T_{\max} и EM_{\max} во время вспышек в своих АО, соответственно (рис. 1 (а, б)). В обеих ключевых вспышках T_{\max} не превысил значение 30 МК как во вспышке X6.9 09.08.2011 [4], так выбран масштаб для T на рис. 1 (верхние панели, ось Y).

На рис. 1 показаны гистограммы зависимости T_{\max} и EM_{\max} (черные и пустые кружки, соответственно) от времени для вспышек в АО 10720 в январе 2005 года (панель а) и для вспышек АО 11476 в мае 2012 года (панель б). Стрелками отмечены ключевые вспышки X7.1 и M5.1, соответственно. В начале и в конце периодов вычисленные параметры выборочно: (а) 13.01.05 балл В4.6, $T_{\max} = 10.8$, $EM_{\max} = 0.04$ при SXR-фоне до вспышки $\sim 2.2 \cdot 10^{-7}$ Watt/m²; 14.01.05 C8.9, 17.7, 0.53 и M1.8, 16.8, 1.00, ~ 5.5 ; 20.01.05 C4.8, 14.1, 0.29, X7.1, 29.0, 32.44, ~ 5.2 , C8.0, 14.2, 0.39, C3.6, 14.0, 0.16 и C4.5, 14.6, 0.23 и (б) для 10.05.12 C1.4, 13.2, 0.08, ~ 4.5 , C2.4, 14.0, 0.13, C1.2, 11.0, 0.05 и M5.7, 18.5, 2.96, ~ 5.1 ; 16.05.12 C1.0, 13.4, 0.06; 17.05.12 M5.1, 15.6, 2.9, ~ 4.9 и C1.3, 9.2, 0.1. Обращает на себя внимание «перегрев» ключевой вспышки X7.1 20 января 2005 года (даже с учетом разницы между вычисленными значениями при автоматическом подсчете в этой работе и индивидуальном подходе с уточнением значений каждого параметра в [2, 3]), относительно других вспышек выбранного периода. Динамика значе-

ний EM_{\max} не так однозначна и требует дальнейшего исследования с учетом задержек относительно T_{\max} .

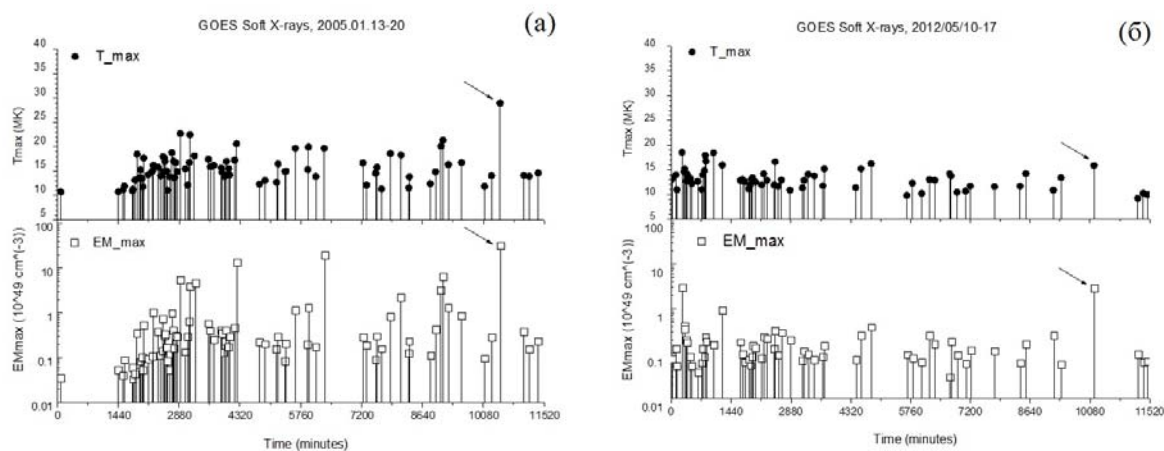


Рис. 1. Максимальные значения параметров SXR-излучения вспышечной плазмы в каналах GOES: сверху T_{\max} , линейный масштаб по оси Y; EM_{\max} , внизу, логарифмический масштаб: (а) 13–20.01.2005, АО 10720, (б) 10–17.05.2012, АО 11476, стрелки см. в тексте.

О различии в импульсной фазе, по-видимому, свидетельствуют и зарегистрированные всплески на частотах см(дцм)м-диапазона во время вспышек в указанные периоды – ретроспектива нетеплового излучения соответствующих АО (см. рис. 2 (а, б)). Регистрация во вспышках высоких частот (> 5 ГГц) с мгновенным флюенсом 10^3 – 10^5 с.е.п. – источник вблизи сильного магнитного поля, и вспышки при величинах всплесков < 10^3 с.е.п. – источник в области слабых магнитных полей высоко в короне.

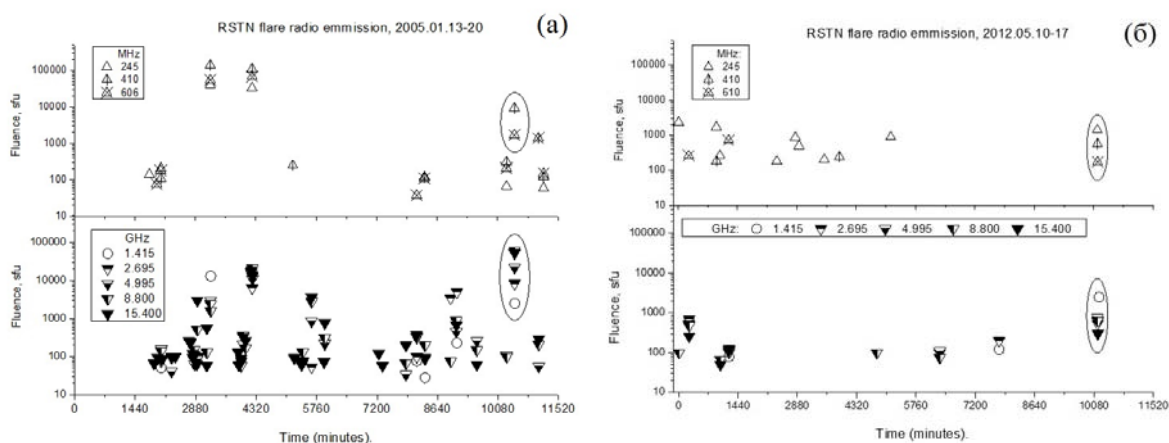


Рис. 2. Максимальные значения радиоизлучения вспышечной плазмы (флюенс в с.е.п.) на частотах RSTN: сверху 245, 410 и 606(610) МГц, внизу 1.415, 2.695, 4.995, 8.800 и 15.400 ГГц. (а) слева 13–20.01.2005, АО 10720. (б) справа 10–17.05.2012, АО 11476. Овалы см. в тексте.

На рис. 2 показаны максимальные значения (мгновенный флюенс) радиоизлучения на частотах RSTN (частоты обозначены на рисунке) в выбранные периоды для вспышек в АО 10720 (панель а) и для вспышек АО 11476 (панель б). Овалами обведены значения мгновенного флюенса для ключевых вспышек X7.1 и M5.1, соответственно. Видно, что в выбранный период 2005 года общее число радиовсплесков, связанных с SXR-вспышками больше, чем в 2012 году (согласно рис. 1). Из них преобладают всплески на высоких частотах в 2005 году (см. панели внизу). Напомним, что согласно [5], частота 1 ГГц является максимальной для преобладания плазменного механизма излучения, 3 ГГц – теплового, а при более высоких частотах преобладает гиросинхротронный механизм.

Результаты исследования динамики вспышечного теплового и нетеплового излучения сводятся к следующему:

1) Преобладание всплесков на высоких RSTN частотах: 4.995 ГГц, 8.8 ГГц и 15.4 ГГц во вспышках периода 13–20.01.05 в АО10720 по сравнению с 10–17.05.12 в АО11476, может интерпретироваться как развитие вспышек на различных высотах (переходной области и высоко в короне).

2) Такое предполагаемое различие характерных высот соответствует увеличению параметров SXR-излучения (EM_{\max} , T_{\max}) перед вспышкой X7.1 20.01.05 и тенденцией к уменьшению перед вспышкой M5.1 17.05.12 в указанных АО.

3) Различие в значениях SXR-фона объясняется бóльшим количеством общего числа вспышек в период 13–20.01.05, относительно 10–17.05.12. Соответственно, общее количество зарегистрированных всплесков на RSTN-частотах различно.

4) Полученное соотношение характеристик SXR- и см(дцм)м-излучения вспышечной плазмы мы интерпретируем как вовлечение сильных магнитных полей в нестационарные процессы событий января 2005 года и, напротив, участие магнитного поля с умеренными величинами в событиях мая 2012 года. Вышесказанное не противоречит процессам, обусловленным всплытием нового магнитного поля в пределах магнитной конфигурации выбранных АО.

Литература

1. Toriumi, Sh., Wang, H. // *Living Reviews in Solar Phys.* 2019. v. 16. No. 3. p. 128.
2. Струминский А.Б., Зимовец И.В. // ПАЖ. 2007. т. 33. № 9. с. 690-697.
3. Григорьева И.Ю., Струминский А.Б. // АЖ. 2022. т. 99. № 6. с. 486-495.
4. Шарыкин И.Н., Струминский А.Б., Зимовец И.В. // ПАЖ. 2015. т. 41 №1-2, с. 57-71.
5. *Aschwanden, M.J. Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions*, Springer, 2009. p. 924.

ЭЛЕКТРОННЫЕ СКИНОВЫЕ МАСШТАБЫ И БЕЗРАЗМЕРНЫЕ ПАРАМЕТРЫ В ФИЗИКЕ РАЗЛЕТОВ ГОРЯЧЕЙ ПЛАЗМЫ С АНИЗОТРОПИЕЙ И АСИММЕТРИЕЙ ЕЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ

Губченко В.М.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

ELECTRON SKIN-SCALES AND DIMENSIONLESS PARAMETERS IN PHYSICS OF HOTPLASMA EXPANSION WITH ANISOTROPY AND ASYMMETRY OF DISTRIBUTION FUNCTION

Gubchenko V.M.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

The approach under development to the large scale (LS) weakly magnetized structures formation by hot collisionless plasma expansion in the hyper beta plasma regime by “dynamo” of plasma inductive modes. Non MHD electron Large Scale Kinetic Dynamo (LSK-D) is activated: the dissipative scale is originated from resonant electron acceleration - (Faraday D), is defined by PDF asymmetry parameter. The diamagnetic - the non dissipative scale - is defined by non resonant electrons by PDF anisotropy parameter (Weibel D). Ratio of these parameters – ratio of the Faraday to Weibel D effects-is plasma - Governing electromagnetic quality parameter G_V ; wide positive to negative, to be measured in space, laser and PIC.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-77-80

1. Слабозамагниченная горячая бесстолкновительная плазма с индукционными возбуждениями магнитных структур представлена в космосе 3D макроструктурами симметричного и асимметричного видов, и в большей степени в лазерной плазме, где стоит задача УТС магнитного удержания плазмы собственным и внешним магнитным (ВМ) полем **В**.

Здесь развивается электронная кинетическая (не МГД, т.е. основанная на введении функции распределения частиц (ФРЧ) f_α плазмы с параметрами анизотропии $\kappa_D \ll 1$ и асимметрии $\kappa_G \ll 1$ от её формы) аналитическая формулировка задачи о квазистационарной медленной динамике слабозамагниченной горячей бесстолкновительной плазмы, сопряженной с самосогласованным возбуждением и затуханием в ней крупномасштабных размера L_G магнитных и вихревых электрических полей **А** и токовых структур (ТС) **ж**. Процессы «медленные» и «горячие» – $\omega/kv_e \ll 1$, т.е. идут в условиях $v' = \omega/k \ll v_e$, т.е. характерная скорость v' от поступательных движений и вращений ω' меньше тепловой электронной v_e , где $1/\omega$ характерное время, $1/k \ll 1$ – характерный масштаб. Это позволяет в фазовом пространстве выделять различие в динамике группы «резонансных-ускоряемых» и «нерезонансных диа/пара магнитных» электронов с учетом их инерции. Здесь

нет противоречия включения в рассмотрение сверхзвуковых движений, когда $\omega/kv_i \gg 1$ [1].

Рассмотрение идет на основе двух видов «динамо» возбуждения пакетов полей и токов \mathbf{A}, \mathbf{j} из «горячих» индукционных мод плазмы: асимметрией $\kappa_G \propto v' \neq 0$, т.е. расширением, потоком, разлетом со средней скоростью $v' \neq 0$ и аддитивной анизотропией $\kappa_D = \kappa_\tau + \kappa_w + \kappa_c \neq 0$ с κ_τ – температурной анизотропией, анизотропией κ_w от взаимопроникновения потоков плазмы или с κ_c от взаимопроникновения потоков электронов и ионов в электрическом токе. В МГД индукционная мода известна как «энтропийная мода», мы рассматриваем её кинетически на основе уравнения Власова (Рис. 1).

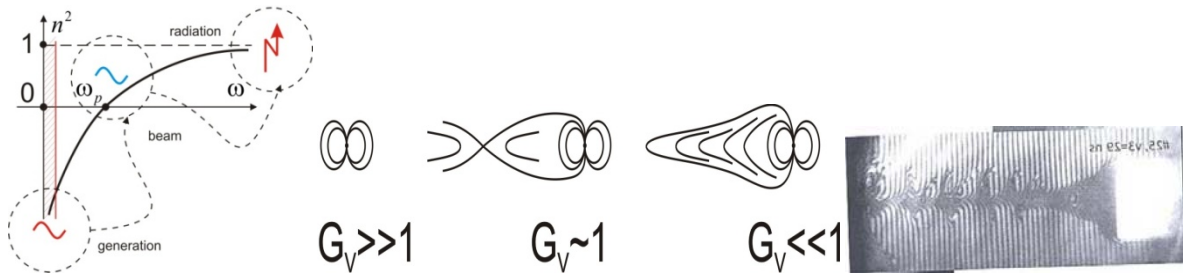


Рис. 1. Индукционная мода – вертикальная линия на частоте $\omega = 0$ – особенность $n^2 = -\infty$ квадрата показателя преломления в «холодном» МГД описании с $v_\alpha = 0$. При «разрешении» в кинетическом рассмотрении в режимах $\omega/kv_\alpha \ll 1$ возникает полоса частот «поглощения» и «аномальной» непрозрачности. Даны структуры «пересоединения – разрывов» (поток – «омический» проводник $G_V \ll 1$) и «диполизации – сшиваний» (поток – диамагнетик $G_V \gg 1$) в макро магнитосферных структурах космической плазмы, управляемые параметром электромагнитной добротности $G_V > 0$. Представлена микро «магнитосфера» с лазерной плазмой, с прорывом ВМ поля.

2. Ключевые процессы формирования (магнитное пересоединение, формирование диамагнитного облака – диполизация) происходят в условиях слабой замагниченности по электронам, что дает возможность свободного ускорения групп «резонансных» с индукционным электрическим полем электронов, это обуславливает их основной вклад и в бесстолкновительную диссипацию и во всю динамику. Область, где это происходит, 3D вытянутая в хвост/след «электронная диссипативная структура». Нерезонансные электроны формируют электромагнитную поляризацию (проницаемость), создают «электронное диа/пара магнитное облако» (рис. 1).

Возможность таких горячих режимов связана с высокими «гипер» значением β_G в них плазменного бета $\beta = \beta_e$ – отношение электронного давления плазмы к магнитному давлению, которое выше критического β_c . Критическое β_c определяется из условия замагниченности кинетических скиновых масштабов r_G и r_{DM} . При значениях β выше единицы, но меньше критических $1 < \beta < \beta_c$, становится существенна замагниченность электронов, но кинетический индукционный процесс сохраняется для обыкно-

венной поляризации его моды. При низких значениях бета $\beta < 1$ плазма «холодная» и рассматривается в рамках МГД, а индукционная мода сильно подавлена.

В «гипер» случае β_G нет возможности свести описание к НЧ МГД модам, т.е. изучать структуры на основе МГД ионных скиновых масштабах, которые входят в описание дисперсии «холодных», невозбуждаемых здесь МГД мод плазмы, масштабы которых оказываются физически малы для их применения при масштабированиях L_G . Требуется развитие методов «крупномасштабной кинетики» (КМК) на основе введения специфических больших кинетических масштабов в условиях $\kappa_D, \kappa_G \ll 1$, которыми и являются масштабы $r_G^{-2} \propto \kappa_G$ – аномальный скин-слой и $r_{DM}^{-2} \propto \kappa_D$ – магнитный радиус Дебая. Эти масштабы входят в описание дисперсии индукционной моды и в «дифракционные» масштабы L_G структур, как их функции по разным зонам X – дистанций до апертуры источника размера r_0 .

Рассматриваемая здесь КМК противоречит МГД представлениям, развитым применительно к холодным плазмам, где МГД отвечала за КМ описание процессов, а кинетика, на основе уравнений Власова, за мелкомасштабные «структуры – турбулентные шумы» на КМ фоне.

3. Индукционные эффекты относятся в электродинамике к физике «магнитного динамо» – возбуждению магнитных полей поступательными или циклическими движениями проводников тока, что есть асимметрия с $\kappa_G \propto v' \neq 0$, вносимая в систему. Это динамо-механизм Фарадея – основа электротехники электрических машин – двигателей или генераторов.

В рамках теории «МГД динамо» $\kappa_D = 0$, где возбуждаемые поля индуцируются только «первым» динамо Фарадея при $\kappa_G \propto v' \neq 0$. В «кинетическом магнитном динамо», т.е. в рассмотрении на основе уравнения Власова, аддитивно присутствует как асимметрия $\kappa_G \neq 0$, так и анизотропия $\kappa_D \neq 0$, что возможно только в бесстолкновительной плазме и что вносит второй фактор в возбуждение-генерацию индукционных полей. В КМК динамо Фарадея модифицируется из-за особого рассмотрения «резонансных» электронов («эффект проводимости из-за их ускорения») в фазовом пространстве при асимметрии $\kappa_G \propto v' \neq 0$. При отсутствии асимметрии ($\kappa_G = 0$), работает «второе» динамо (неустойчивость) Вейбеля, если анизотропия по отношению к поляризации индукционного поля отрицательна – $\kappa_D < 0$ и $r_{DM}^2 < 0$, – это неустойчивость токов Фуко среды, затухавших при $\kappa_G = 0$ и $\kappa_D \geq 0$.

Действительно, в слабозамагниченном режиме электромагнитные свойства плазмы и, в частности, индукционное поле определяются дисперсионным выражением $D_T(\mathbf{k}, \omega) = 1 - \omega^2 / (ck)^2 \varepsilon_i(\omega, \mathbf{k})$, в котором $\varepsilon_i(\omega, \mathbf{k})$ поперечная диэлектрическая проницаемость плазмы в условиях асимметрии и анизотропии ее ФРЧ. Корни уравнения $D_T(\mathbf{k}, \omega) = 0$ описывают дисперси-

онные кривые электромагнитных мод плазмы: электромагнитной волны и индукционной моды (рис. 1).

В установившемся индукционном режиме разлетов от поверхности – границы или стороннего источника на ней, в которых $\omega/kv_\alpha \ll 1$, анизотропия $\kappa_D \neq 0$, а асимметрия $\kappa_G \neq 0$ пропорциональна средней скорости разлетов \mathbf{v}' , для черенковского процесса возбуждения $\omega = \mathbf{k}\mathbf{v}'$ «амплитуды» в волновом пакете $\mathbf{A}_{\omega,\mathbf{k}}, \mathbf{J}_{\omega,\mathbf{k}} \sim D_T^{-1}(\omega, \mathbf{k})$. В установившемся стационарном состоянии структуры дисперсионное выражением квадратичного вида [1]

$$D_T(\mathbf{k}, \mathbf{k}\mathbf{v}') = 1 - \frac{v'^2}{c^2} + \frac{1}{k^2 r_{DM}^2} - i \frac{1}{k^2 r_G^2},$$

где k_\pm корни $D_T(\mathbf{k}, \mathbf{k}\mathbf{v}') = 0$, обратная величина которых является гибридными КМК масштабами двух «подструктур». В этом выражении эффекты анизотропии и асимметрии входят аддитивно, через выражения скиновых масштабов r_G и r_{DM} , что характеризует и подобие, но и отличия механизмов возбуждения диамагнитных (анизотропия) и резистивных (асимметрия) токовых структур (ТС) в такой кинетической «электромашине».

Соотношение «динамо Фарадея» и «динамо Вейбеля» при описании возбуждения индукционных электромагнитных полей определяется параметром электромагнитной добротности $G_V = r_G^2 / r_{DM}^2 = \kappa_D / \kappa_G$, который принимает широкий диапазон значений: от положительных до отрицательных.

4. Параметры анизотропии и асимметрии электронной ФРЧ определяются разного рода моментами ФРЧ плазмы и при формировании структур воздействуют гибридно. В связи с наличием 1D поверхности-границы, 2D мишени, 3D «точки» взрыва: разлет – асимметрия- $\kappa_G \neq 0$. Как правило, известные нам исследования предполагают, что «микро» плазменная система находится в режиме «динамо Вейбеля», где $1/|G_V| \approx 0$, а фактор асимметрии – потока – «динамо Фарадея», где $|G_V| \neq 0$ необоснованно игнорируется. Предполагается, что $|G_V| \neq 1$ режим был на ранней стадии разлета и в стороне. В «макро» плазме чаще напротив $|G_V| \ll 1$ (Рис.1). Следовательно, в спутниковых и лазерных диагностиках, а также при обработке численных данных РС моделирования КМК структур необходимо «измерять» модуль и знак «управляющего» параметра электромагнитной добротности – «гервь»: $G_V = r_G^2 / r_{DM}^2 = \kappa_D / \kappa_G$ для определения геометрии и ее перестроек.

Работа выполнена в рамках Государственных заданий № 0030-2021-0002 и № 0030-2021-0015, частично поддержана грантом РФФИ № 20-02-00108 и грантом РНФ 23-22-00405.

Литература

1. *Gubchenko V.M.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2020, Vol. 60, No. 7, pp 896-903.

**ЯВЛЕНИЯ ГИСТЕРЕЗИСА
ВО ВЗАИМОСВЯЗИ ЖЕСТКОСТИ ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ
ЛУЧЕЙ И ПАРАМЕТРОВ МАГНИТОСФЕРЫ
ВО ВРЕМЯ БУРИ 15 МАЯ 2005 Г.**

Данилова О.А., Птицына Н.Г., Тясто М.И.
Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

**HYSTERESIS PHENOMENA IN THE RELATIONSHIP BETWEEN
THE COSMIC RAY CUTOFF RIGIDITY AND THE PARAMETERS OF
THE MAGNETOSPHERE DURING A STORM ON MAY 15, 2005**

Danilova O.A., Ptitsyna N.G., Tyasto M.I.
St-Petersburg Filial of IZMIRAN, St. Petersburg, Russia

The study of the recently discovered phenomenon — hysteresis of the cutoff rigidities of cosmic rays during the evolution of superstorms — has been continued. For different phases of the magnetic storm on May 15, 2005, the correlation of cutoff variations with the indices of geomagnetic activity, the parameters of the solar wind and the interplanetary magnetic field (IMF) was investigated. It was found that the trajectories of variations in the cutoff rigidities versus the IMF B_z -component, solar wind density N and geomagnetic activity index Dst during storm intensification (main phase) did not coincide with the trajectories during the recovery phase, which is a sign of hysteresis. With increasing latitude, the area of hysteresis loops increases.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-81-84

1. Введение

Жесткость геомагнитного обрезания или геомагнитный порог R космических лучей (КЛ) – это жесткость, ниже которой поток частиц обрезан из-за магнитного экранирования Земли. Во время магнитных бурь это экранирование уменьшается, и частицы могут проникнуть в более низкие широты, наблюдаются вариации жесткости обрезания (ΔR). Недавно мы обнаружили новое явление во время эволюции супербурь осенью 2003 и 2004 г. [1, 2]. Найдено, что траектория ΔR , т.е. последовательные значения, которые принимает ΔR в зависимости от параметров солнечного ветра (СВ) и магнитосферы, во время главной фазы не совпадает с траекторией в восстановительной фазе – формируются петли гистерезиса. Наличие эффектов гистерезиса для других магнитных бурь, в частности, не таких сильных, оставалась под вопросом.

Цель данной работы: исследовать наличие эффектов гистерезиса во время геомагнитной бури 15 мая 2005 г., а также зависимостей этих эффектов от широты. Для этого мы провели анализ изменения геомагнитных

порогов на разных фазах бури в зависимости от изменений параметров межпланетной среды и геомагнитосферы для разноширотных станций.

2. Метод

Вертикальные эффективные геомагнитные пороги $R_{эф}$ были получены методом траекторий в магнитном поле возмущенной магнитосферы Цыганенко $Ts01$ [3]. $\Delta R_{эф}$ определялись как разности между $R_{эф}$ 15 мая 2005 г. и жесткостями в спокойный добуревой период. $\Delta R_{эф}$ рассчитаны для следующих станций: Токио ($35^{\circ}.75$ N, $139^{\circ}.72$ E), Алматы ($43^{\circ}.20$ N, $76^{\circ}.94$ E), Москва ($55^{\circ}.47$ N, $37^{\circ}.32$ E), Хобарт ($42^{\circ}.90$ S, $147^{\circ}.33$ E).

3. Вариации жесткостей обрезания во время бури 15 мая 2005 г.

На рисунке 1 приведены полученные вариации жесткостей обрезания $\Delta R_{эф}$, а также поведение некоторых параметров межпланетной среды и геомагнитного возмущения во время магнитной бури.

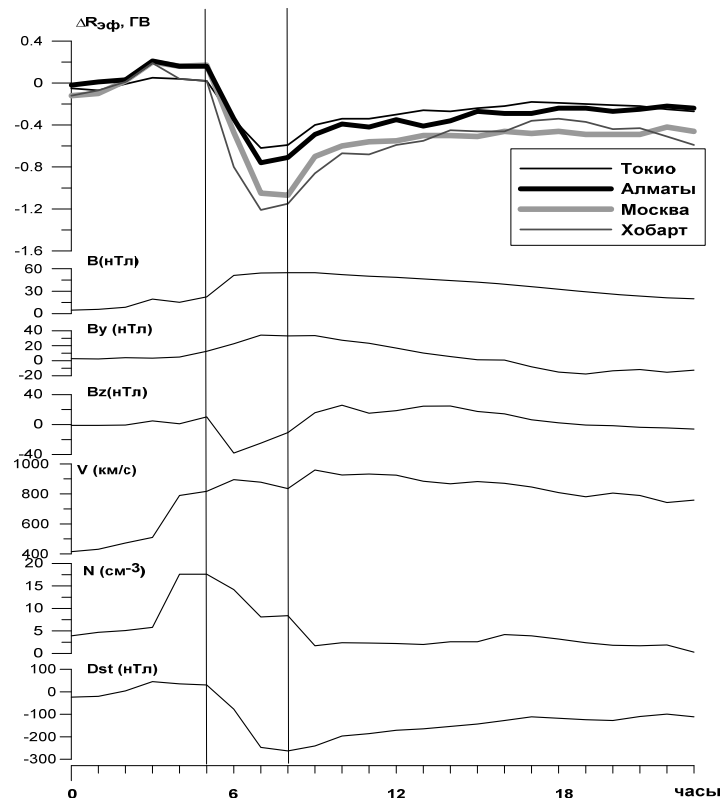


Рис. 1. Вариации жесткостей обрезания $\Delta R_{эф}$, параметры ММП и СВ. Главная фаза отмечена вертикальными линиями.

Видно, что в общих чертах кривые $\Delta R_{эф}$ повторяют изменения Dst , что свидетельствует о том, что в изменения $\Delta R_{эф}$ основной вклад вносит кольцевой ток. Во время главной фазы (минимум $Dst = -263$ нТл) происходит падение $\Delta R_{эф}$, которое варьирует от -0.6 ГВ до -1.1 ГВ на разных станци-

ях. Кроме того, отмечается широтный эффект: $\Delta R_{эф \max}$ убывает с возрастанием широты станции наблюдения.

4. Эффекты гистерезиса

Результат анализа взаимосвязи между жесткостями обрезания и параметрами гелио- и геомагнитосферы для трех станций КЛ приведен на рис. 2 в виде диаграммы зависимости $\Delta R_{эф}$ от одного из исследуемых параметров. На рисунке стрелками отмечены зависимости различных пар ΔR –параметр на начальной, главной и восстановительной фазах бури. Направление времени протекания процессов указано стрелками, кружками отмечен минимум Dst .

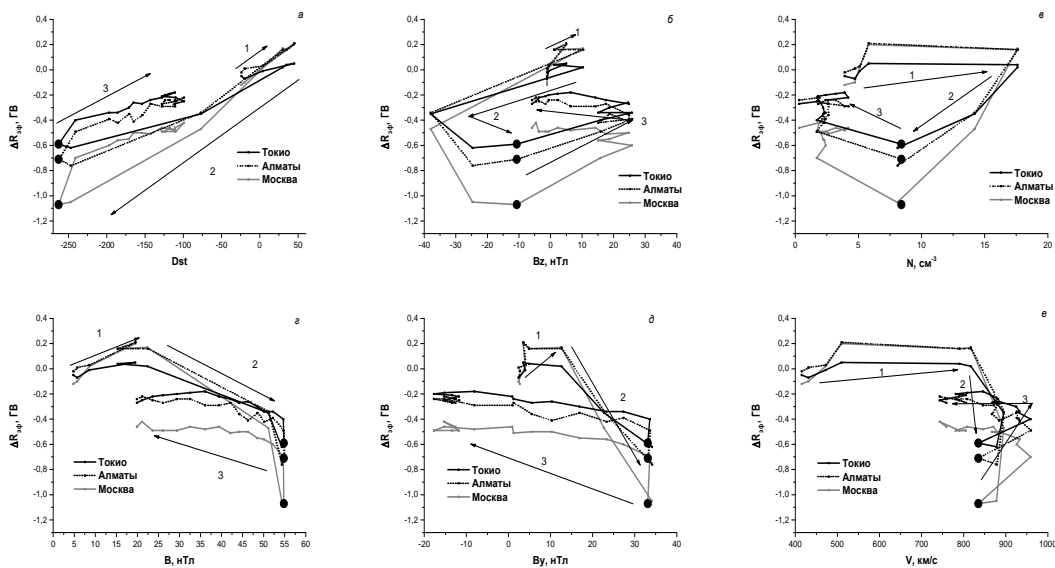


Рис. 2. Петли гистерезиса для зависимости $\Delta R_{эф}$ от Dst , B , Bz , B_y , N , V для различных фаз бури: 1 – предварительная, 2 – главная, 3 – восстановительная.

Видно, что кривая зависимости $\Delta R_{эф}$ от аргументов (Dst , B , Bz , B_y , N , V) состоит из двух ветвей: нисходящая ветвь (главная фаза бури) и восходящая (восстановительная). На нисходящей ветви геомагнитный порог уменьшается, на восходящей увеличивается. Так как нисходящая и восходящая ветви не идентичны, в результате образуется петля гистерезиса. Наиболее четкие ветви образуются для зависимостей $\Delta R_{эф}$ (Dst , Bz и N) (рис. 2 верхний ряд). Площадь петель гистерезиса $\Delta R_{эф}$ (Dst , Bz и N) увеличивается с увеличением широты. Зависимости $\Delta R_{эф}$ (B , B_y , V), показанные в нижнем ряду рис. 2, образуют разомкнутые конфигурации, траектории восходящей и нисходящей ветви пересекают друг друга, т.е. можно наблюдать лишь подобие гистерезиса.

5. Выводы

С началом главной фазы магнитной бури 15 мая 2015 г. началось падение геомагнитных порогов на всех станциях КЛ, которое достигло максимума -1.1 ГВ на ст. Москва в минимуме Dst . После этого с наступлением восстановительной фазы началось увеличение порогов. Однако уменьшение и последующее увеличение порогов в зависимости от изменения параметров СВ и магнитосферы происходило по разным траекториям, которые в результате сформировали петли гистерезиса. Наиболее четкие петли гистерезиса образованы зависимостями $\Delta R_{\text{эф}}$ от Dst , Bz и N . С увеличением широты площадь петли гистерезиса увеличивается. Площадь гистерезиса, вероятно, определяет ту часть энергии СВ, поступающей в магнитосферу, которая теряется во время эволюции магнитной бури. Механизм гистерезиса геомагнитных порогов во время магнитной бури неизвестен. Вероятно, полученный гистерезис обусловлен асимметрией циклических изменений в конфигурации геомагнитосферы в процессе эволюции бури – резкое искажение ее в главной фазе и последующее восстановление. Накопление энергии на главной фазе бури при развитии кольцевого тока, который является основным драйвером бури, и ее последующее высвобождение на восстановительной фазе происходило не симметрично. Другие токовые системы, которые развиваются и затухают на разных временных масштабах, также могли вносить асимметричный вклад в процесс развития бури.

Литература

1. *Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И.* Явления гистерезиса в жесткости обрезания космических лучей во время супербури 7–8 ноября 2004 г. // *Геомагнетизм и Аэрономия*. Т. 61. № 4. 2021.
2. *Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И., Сдобнов В.Е.* Динамика жесткости обрезания космических лучей и параметров магнитосферы во время различных фаз бури 20 ноября 2003 г. // *Геомагнетизм и аэрономия*. Т. 61. № 2, с. 160–171. 2021.
3. *Tsyganenko N.A.* A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // *J. Geophys. Res.* V. 107. A8. P. 1179. 2002.

КОЛЕБАНИЯ КЛИМАТА В АНТАРКТИЧЕСКОМ РЕГИОНЕ НА ДЛИТЕЛЬНОЙ ВРЕМЕННОЙ ШКАЛЕ И ТЕКУЩИЕ ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА

Дергачев В.А.

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

CLIMATE FLUCTUATIONS IN THE ANTARCTIC REGION ON A LONG TIME SCALE AND CURRENT CLIMATE CHANGES

Dergachev V.A.

Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia

The Antarctic is a highly connected system with non-linear interactions between the atmosphere, ocean, ice and biota, as well as complex connections to the rest of the Earth system. Antarctica and the Southern Ocean make up the most important part of the Earth system. Antarctica is the coldest, driest, and most remote continent that is undergoing a variety of environmental changes in response to climate change, in particular modern warming, around which there is heated scientific debate. The question remains as to whether the recent and accelerating warming trend is part of natural climate variability or the result of anthropogenic activities. You may not get an unambiguous answer if you do not decipher how climate processes changed in the distant past. About 60–50 million years ago, there is a long-term trend towards a decrease in carbon dioxide concentration, average temperature and a decrease in ocean level, and in the interval of the last millions and hundreds of thousands of years, the history of the Earth was characterized by alternating cycles of cold (glacial) and warm (interglacial) climatic fluctuations, which led to a number of large-scale environmental and atmospheric changes, in particular, the formation and melting of huge ice sheets, dramatic changes in global sea levels, etc.

The article examines past trends in climate change in various regions of Antarctica, climate change since the end of the last ice age and current climate changes and the relationship of these changes to the causes that give rise to them.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-85-90

Введение (Антарктика. Сведения о регионе)

Полярные регионы нашей планеты играют важную роль в процессах, воздействующих на окружающую среду в глобальном масштабе, и являются индикаторами глобальных климатических изменений. Антарктика – южная полярная область Земли, включающая в себя замерзший континент Антарктиду и прилегающие к ней южные акватории Тихого, Атлантического и Индийского океанов с островами. Значительная часть материка Антарктиды находится ниже уровня моря и представляет собой шельф. Почти на всей поверхности Антарктиды (96%) лежит снежно-ледовый покров, характеризующийся высоким альбедо. Антарктида покрыта огромным ледяным панцирем, толщина которого доходит до нескольких километров. Ледники Антарктиды накапливались в ходе ледниковых периодов

последних миллионов лет. Антарктида – наиболее холодный регион на Земле и место, где формируется погода (циклоны и антициклоны) на нашей планете. Без знания того, как ледяной щит Антарктиды в геологическом прошлом реагировал на изменение климата (в частности, на потепление), трудно определить его роль в будущем глобальном изменении климата и изменении уровня океана. Антарктические ледяные щиты включают в себя механизмы, которые до сих пор изучены недостаточно. В результате глобального потепления и таяния ледников в настоящее время происходит повышение уровня Мирового океана и усиление экстремальных климатических явлений. Имеет место и заметная тенденция к потеплению в Антарктиде.

Прогноз климата ближайшего будущего не может быть основан только на имеющихся коротких рядах инструментальных наблюдений, длина которых для Арктики и Антарктики достигает лишь 60–70 лет, тогда как естественные циклические изменения климата имеют периоды в десятки, сотни, тысячи лет и более длительные. Совершенно очевидно, что колебания климата, амплитуды которых значительно отличались от современных значений, существовали всегда и в пределах различных интервалов времени.

Ниже кратко рассматриваются тенденции изменения климата в Антарктическом регионе и возможная роль солнечной активности в изменениях климата Антарктиды.

Изменения климата Антарктиды во времени

Чтобы понять текущее и будущее изменение климата, необходимо рассматривать промежутки времени в прошлом, когда климат был подобен сегодняшнему или теплее. Геологические данные предоставляют как качественные, так и количественные доказательства изменения климата в прошлом. На протяжении большей части своей истории Земля находилась в парниковом состоянии, значительно теплее, чем сейчас, без полярных ледяных шапок и высокого уровня моря. Концентрации «парникового» CO_2 в земной атмосфере сильно менялись в течение геологического прошлого из-за естественных процессов и часто были выше, чем сегодня. Климат Земли на больших временных масштабах зависит от множества факторов, связанных как с внешними причинами, так и внутренними процессами, происходящими в недрах нашей планеты и на её поверхности. С момента установления существования покровных оледенений Земли в геологическом прошлом, для объяснения ледниковых эпох были предложены десятки гипотез и теорий. Изменения климата Антарктики в прошлом удаётся реконструировать по данным измерений климатических характеристик, зафиксированных в кернах льда, озерных и морских отложениях и с помощью численных моделей.

В работе [Lear et al., 2021] отражены тенденции изменения углекислого газа, протяжённости отложений континентального льда, температуры

придонной воды и объёма льда на интервале последних примерно 500 млн. лет. Отметим, что примерно с 60 млн. лет назад имеет место заметное снижение концентрации углекислого газа (рис. 1). Похолодание и снижение содержания CO_2 в атмосфере привело к оледенению Антарктиды около 34 млн. лет назад (переход от эоцена к олигоцену). На скорость поступления CO_2 в атмосферу на длительных временных масштабах влияют плитотектонические процессы, которые контролируют скорость вулканизма и другие процессы.

Рис. 1 демонстрирует тенденции изменения климатических характеристик за последние миллионы и сотни тысяч лет. На рис. 1а концентрация $\delta^{18}\text{O}$ в бентосных фораминиферах отражает комбинацию температуры придонной воды и объёма льда [Zachos et al., 2008]. Относительно быстрое чередование ледников с низким содержанием CO_2 и межледниковьями с высоким содержанием CO_2 в последние примерно 50 млн. лет, по-видимому, обусловлено орбитальным воздействием.

McKay et al. (2016) проследили тенденцию похолодания Антарктики после последнего мощного среднеэоценового климатического оптимума около 50 млн. лет назад (рис. 1а), когда данные морских отложений Антарктиды и Южного океана зафиксировали отсутствие льда в субтропической Антарктиде между ~52 и 40 млн. лет назад. В общем, самый тёплый глобальный климат за последние 65 млн. лет пришелся на эпоху раннего эоцена (около 56–4 млн. лет назад), а уровни углекислого газа в атмосфере превышали одну тысячу частей на миллион по объёму, что близко к рассчитываемым прогнозам для атмосферы Земли.

Сравнение долговременных изменений: уровня моря [Kominz et al., 2008], уровня углекислого газа в атмосфере [Pagani et al., 2005] и глобальной температуры атмосферы [Crowley and Kim, 1995] в течение 60 млн. лет представлено на рис. 1б. Следует отметить общие закономерности тенденций изменения рассматриваемых характеристик на большей части интервала.

Изменение усреднённых данных климатических параметров на интервале последнего 0.8 миллиона лет (800 тыс. лет назад) показано на рис. 1с [Bereiter et al. 2015]; [Lisiecki and Raymo, 2005] и рис. 1д [Parrenin et al., 2013]; [Friedrich et al., 2016].

При объяснении цикличности повторения ледниковых эпох в прошлом естественным представляется связать их с изменением солнечной инсоляции на соответствующей временной шкале, когда более высоким значениям инсоляции должен соответствовать более тёплый климат, а холодный климат должен соответствовать более низким значениям инсоляции.

Проанализируем характер изменения климатических характеристик в Антарктиде после максимума последнего оледенения, в голоцене и в последние десятилетия.

Рис. 2а представляет изменение температуры, углекислого газа и метана в Антарктических ледяных ядрах на интервале окончания последнего оледенения (последняя дегляциация имела место от 18 000 до 11 000 лет

назад) [Chowdhry Veeman et al., 2019]. Отметим синхронность изменения CO_2 и температуры.

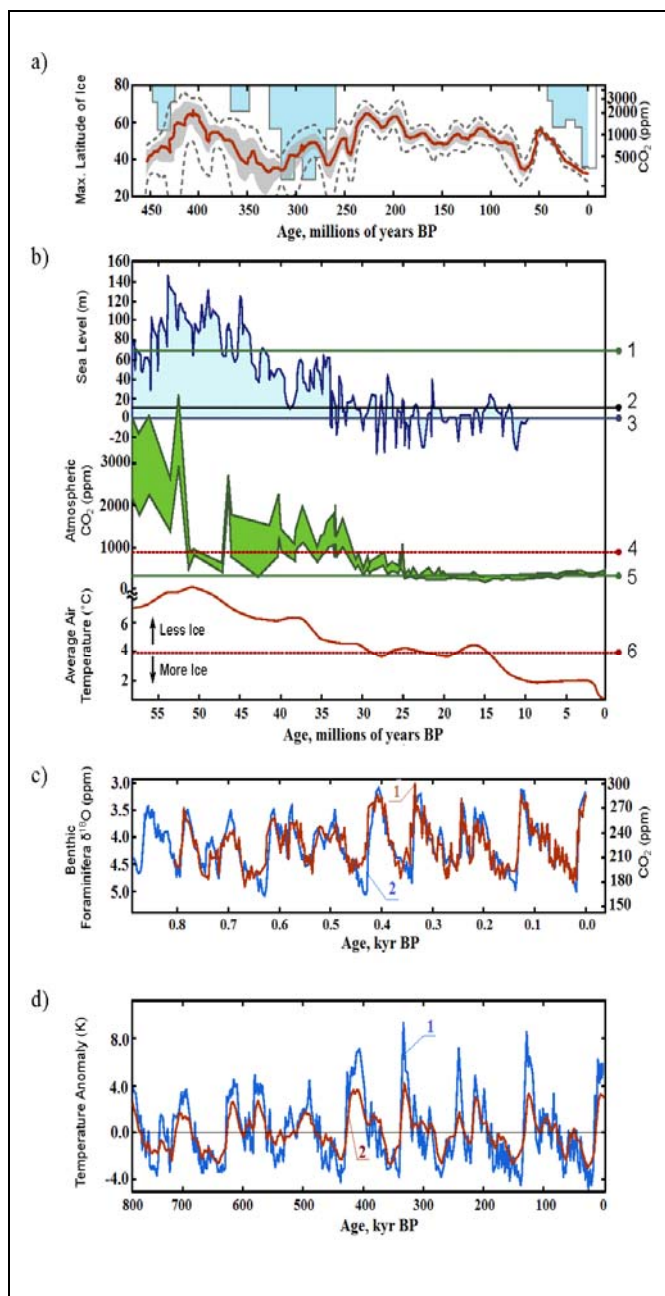


Рис. 1. Тенденции изменения климатических характеристик на интервалах в миллионы и сотни тысяч лет:

а) широтная протяжённость отложений континентального льда [Crowley and Burke, 1998] (выделенные области) и концентрация углекислого газа в атмосфере [Foster et al., 2017]. Заштрихованная полоса – 68% доверительный интервал;

б) сравнение долговременных изменений: *верхние кривые* – колебания уровня моря [Kominz et al., 2008] в ответ на предполагаемые изменения объема льда во времени; *средние кривые* – уровни углекислого газа в атмосфере [Pagani et al., 2005]; *нижняя кривая* – изменение глобальной температуры атмосферы [Crowley and Kim, 1995].

в) изменения концентрации CO_2 в ледяных ядрах Антарктиды (1) [Bereiter et al. 2015] (1) и соотношение изотопов кислорода в фораминиферах ($\delta^{18}\text{O}$) [Lisiecki and Raymo, 2005] (2) на интервале последних 0.8 млн. лет;

д) сводные данные о температуре Антарктиды (1) [Raggenin et al., 2013] и смоделированная глобально усредненная приземная температура воздуха в Антарктиде на интервале последних 800 тыс. лет (2) [Friedrich et al., 2016].

Горизонтальными линиями на рис. б) указаны: **1** – величина глобального повышения уровня моря, если и Гренландский ледяной щит, и Западно-Антарктический ледяной щит растают; **2** – величина глобального повышения уровня моря, если растаял весь нынешний лед на Земле; **3** – современный уровень океана; **4** – проектируемый уровень атмосферного CO_2 к 2100 году, **5** – доиндустриальный уровень атмосферного CO_2 , **6** – проектируемый уровень изменения средней температуры воздуха к 2100 году.

Для выяснения причин изменения температуры в Антарктиде авторы [Jones et al., 2021] исследовали сезонные изменения температуры по данным записей сезонных изменений изотопов воды с высоким разрешением (рис. 2b), способным различать лето и зиму и показали, что наблюдаемые изменения можно объяснить изменениями максимальной летней инсоляции.

Изменение температуры Антарктического полуострова в голоцене представлено на рис. 2с по данным температурных реконструкции ледяных кернов: 1 – [EPICA, 2006] 2 – [EPICA, 2004].

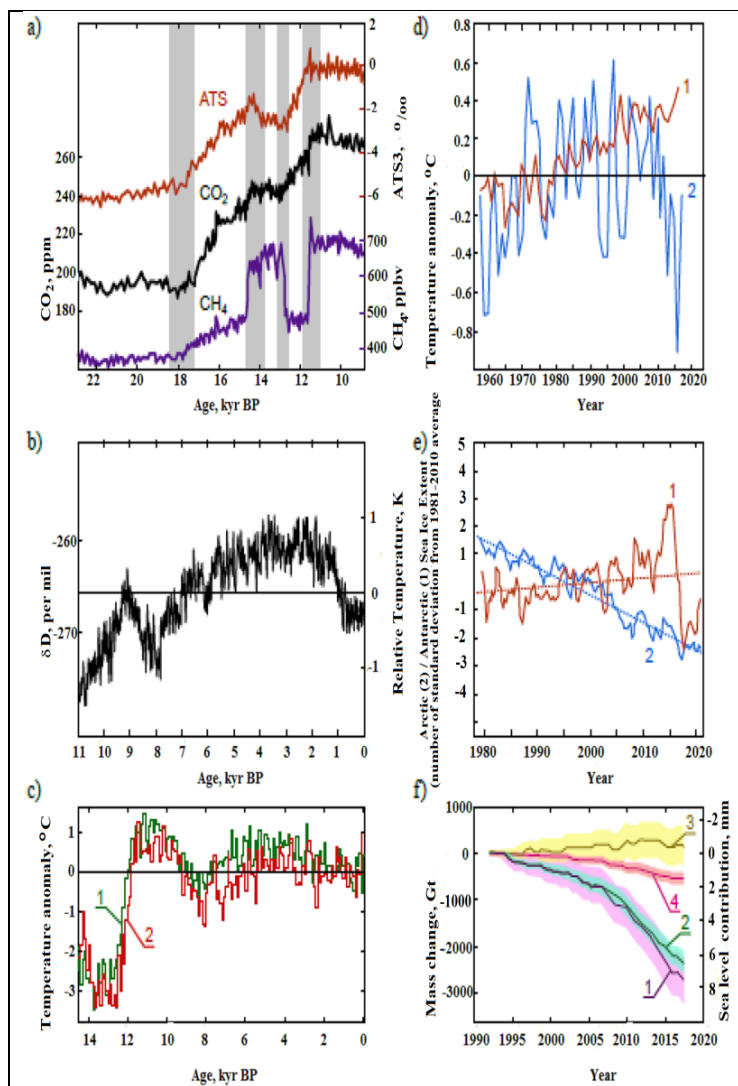


Рис. 2. Вариации климатических характеристик после окончания последнего оледенения:

а) Вариации температуры, углекислого газа и метана в Антарктических ледяных ядрах на интервале от максимума последнего оледенения, отступления ледников и перехода к Голоцену [Chowdhry Veeman et al., 2019].

б) Сезонная изменчивость изотопов воды δD (средние значения за 50 лет) и годовая температура Антарктиды в течение Голоцена [Jones et al., 2021]. Горизонтальная линия – средний уровень Голоцена.

в) Реконструкции температуры из ледяных кернов Антарктического полуострова (Восточная Антарктида): 1 – Земля Королевы Мод [EPICA, 2006], 2 – Купол С [EPICA, 2004].

д) Аномалии среднегодовой температуры воздуха в Южном полушарии [Jones et al., 2016]. Многолетняя изменчивость аномалии среднегодовой температуры воздуха в Южном полушарии (1) и средних арифметических значений аномалии среднегодовой температуры на антарктических станциях (2).

е) Изменение протяженности морского льда Антарктики (1) и Арктики (2) с 1979 г. [Parkinson, 2019]. Сплошные линии показывают 12-месячные скользящие средние значения, а пунктирные линии показывают общую тенденцию.

ф) Кумулятивные изменения массы ледяного щита (сплошные линии) и соответствующее изменение уровня моря: 1 – Antarctica. 2 – West Antarctica. 3 – East Antarctica. 4 – Antarctic Peninsula. [Shepherd et al., 2019]. Заштрихованные области – оценки неопределенности изменения в 1σ .

Рис. 2d характеризует изменчивость аномалии среднегодовой температуры воздуха в Южном полушарии (1) и средних арифметических значений аномалии среднегодовой температуры на антарктических станциях (2) в течение последних десятилетий [Jones et al., 2016]. Следует отметить, что отрицательные тенденции средних арифметических значений аномалии среднегодовой температуры (2) свидетельствуют о замедлении процесса потепления в Антарктиде.

На рис. 2е показана среднегодовая протяженность морского льда с 1979 по 2018 гг. в Антарктике (1) и Арктике (2) [Parkinson, 2019]. Из рисунка видно, что Арктический морской лед сокращался в последние пять десятилетий, в то время как антарктический морской лед сначала увеличивался, а примерно с 2015 г. следует уменьшение (сокращение) со скоростью, намного превышающей скорость, наблюдаемую в Арктике.

Основанные на спутниковых наблюдениях измерения изменений массы ледяных щитов (сплошные линии) с 1990 г. для четырёх ледяных кернов Антарктиды приведены на рис. 2ф [Shepherd et al., 2019]. Неопределенность изменения в 1σ заштрихована.

Таким образом, как показывает анализ, при рассмотрении долговременных тенденций изменения климата амплитуды изменений температуры климата Голоцена снижаются, площадь антарктического морского льда уменьшается, но остаются неясными дальнейшие тенденции их изменения. В то же время в последние годы увеличивается число сообщений об увеличении наводнений и засух, что требует более глубокого понимания причин изменяющихся во времени воздействий на окружающую среду, но этому препятствует недостаток имеющихся данных.

Широко обсуждаемое глобальное потепление в последние десятилетия могут привести к разрушению ледников Антарктиды и усилению активности вулканов, сохранявшихся подо льдом. Из анализа используемых данных по изменению температуры и CO₂ на стадии окончания Голоцена нельзя сделать однозначного вывода о тенденции их изменения на ближайшее будущее. Наблюдаемые в настоящее время изменения климата трудно укладываются в допускаемые рамки по результатам изучения изменений климата в прошлом. Например, крупный ледник, расположенный в западной части Антарктики, который лежит на морском дне, стремительно теряет устойчивость, пережил фазу «быстрого отступления» от шельфа за очень короткое время [Graham et al., 2022], быстро тает, что поднимает уровень Мирового океана.

Литература

- Bereiter B. et al.* // Geophysical Research Letters. V. 42. P. 542–549. 2015.
Chowdhry Beeman J. et al. // Clim. Past. V. 15. P. 913–926. 2019.
Crowley T.J. and Burke K.C. (Eds) // Tectonic Boundary Conditions for Climatic Reconstructions. – Oxford University Press, New York, 285 pp. 1998.
Crowley T.J. and Kim K-Y. // Geophys. Res. Let. V. 22(8). P. 933-936. 1995.
EPICA Community Members // Nature. V. 429. P. 623–628. 2004.
EPICA Community Members // Nature. V. 444. P. 195–198. 2006.
Friedrich T. et al. // Sci. Adv. V. 2, e1501923 doi: 10.1126/sciadv.1501923, 2016.
Graham et al. // Nature Geoscience. V.15. P. 706–713. 2022.
Jones P.D. et al. / In: Trends: A Compendium of Data on Global Change. Oak Ridge, Tenn., U.S.A. 2016. doi: 10.3334/CDIAC/cli.002.
Jones T.R. et al. Physical Sciences – Preprint. 32 p. doi.org/10.21203/rs.3.rs-564788/v1.2021.
Kominz M.A. et al. // Basin Research. V. 20. P. 211–226. 2008.
Lear C.H. et al. // Journal of the Geological Society. V. 178(1), jgs2020–239, <https://doi.org/10.1144/jgs2020-239>.
Lisiecki L. and Raymo M.E. // Paleoceanography. V. 20, PA1003, <https://doi.org/10.1029/2004PA001071>. 2005.
McKay R.M. et al. // Phil. Trans. R. Soc. V. A 374: 20140301. 2016.
Pagani M. et al. // Science. V. 309. No. 5734. P. 600-603, 2005.
Parkinson C.L. // PNAS. July, pp. 1–10. doi:10.1073/pnas.1906556116.
Parrenin F. et al. // Science. V. 339. P. 1060–1063. 2013.
Shepherd A., Gilbert L., Muir A.S. // GRL. V. 46, Issue 14. P. 8174-8183. 2019.
Zachos J.C., Dickens G.R., Zeebe R.E. // Nature. V. 451. P. 279–283. 2008.

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ МЕДЛЕННЫЕ МАГНИТОЗВУКОВЫЕ ВОЛНЫ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Дертеев С.Б., Бембитов Д.Б., Михалыев Б.Б.
Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

THE NON-ADIABATIC SLOW MAGNETOACOUSTIC WAVES IN THE SOLAR CORONA

Derteev S.B., Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B.
Kalmyk State University, Elista, Russia

Linear analysis still uses a simplified local representation of the plasma radiative loss function as a power of temperature [1], which, in our opinion, leads to large errors in the results. The behavior of the magnetoacoustic waves strongly depends on the plasma parameters; therefore, a more accurate analytical expression for the radiative loss function is needed. From this point of view, we are trying to rethink the results obtained earlier on the slow magnetoacoustic waves. We use new data on the parameters of coronal loops [2] and the radiative loss function [3]. We build local analytical expressions using cubic splines, and study the dispersion properties of waves over wide ranges of plasma and magnetic field parameters.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-91-94

Мы проводим исследование поведения звуковых волн под действием двух часто рассматриваемых неадиабатических эффектов, теплопроводности и нагрева/радиационных потерь [1, 2]. Интересующий нас диапазон температур 1–10 МК, характерных для нижней короны [3]. Данной теме посвящена обширная литература, однако в имеющихся работах рассматриваются отдельные частные результаты или исследование носит абстрактный характер. Мы делаем попытку систематического изучения вопроса с учетом конкретных свойств плазмы при определенных температурах. Используем функцию излучения корональной плазмы $\Lambda(T)$, для нахождения которой применяется код CHIANTI 10 (www.chiantidatabase.org) [4], функция дается в табличном виде для ряда значений температуры $\tilde{T}_i, i = 0, \dots, 28$. Для получения ее аналитического выражения нами построена интерполяция кубическими сплайнами

$$\tilde{\Lambda}(\tilde{T}) = \tilde{A}_i(\tilde{T} - \tilde{T}_i)^3 + \tilde{B}_i(\tilde{T} - \tilde{T}_i)^2 + \tilde{C}_i(\tilde{T} - \tilde{T}_i) + \tilde{D}_i, \quad (1)$$
$$\tilde{T}_i < \tilde{T} < \tilde{T}_{i+1}, \quad i = 0, \dots, 28,$$

знак тильды обозначает безразмерную величину. Для случая $T = 1$ МК при масштабе температуры $m(T) = 10^6$ К, то есть для $\tilde{T} = 1$, коэффициенты интерполяции будут следующими: $\tilde{A} = 6.1576166, \tilde{B} = -2.7325371, \tilde{C} = -0.1518774, \tilde{D} = 2,3168278$. Масштаб значений функции излучения $m(\Lambda) = 10^{26}$ эрг·гр⁻²·см³·с⁻¹.

Изучение волн проводим в приближении одномерной газодинамики

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} &= -\frac{R}{M} \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right), \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma - 1)T \frac{\partial v_x}{\partial x} &= -\frac{(\gamma - 1)M \cos^2 \theta}{R\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) \\ &\quad - \frac{(\gamma - 1)M}{R} [\rho \Lambda(T) - H]. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь $M = 0,62 \text{ г}\cdot\text{моль}^{-1}$ есть молярная масса газа, $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты.

Для частоты и волнового числа введем безразмерные значения $\tilde{\omega}, \tilde{k}$ и соответствующие масштабы $m(\omega) = 0.1 \text{ с}^{-1}$, $m(k) = 10^{-8} \text{ см}^{-1}$. Дисперсионное соотношение в безразмерных величинах имеет вид

$$\begin{aligned} \tilde{\omega}^3 + iA\tilde{\omega}^2 - \tilde{\omega}\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + iB &= 0, \\ A = A_1\tilde{k}^2 + A_2, B = [-(A_1\tilde{k}^2 + A_2) + A_3] \tilde{C}_s^2\tilde{k}^2/\gamma, \end{aligned} \quad (3)$$

где коэффициенты A_1, A_2 и A_3 определяются выражениями

$$\begin{aligned} S &= (\gamma - 1)Mm(\rho)/(Rm(\omega)), \\ A_1 &= Sm(\kappa)m(k)^2\tilde{\kappa}(\tilde{T}_0)/((m(\rho))^2\tilde{\rho}_0) \approx 5.01\tilde{\kappa}(\tilde{T}_0)/\tilde{\rho}_0, \\ A_2 &= Sm(\Lambda)\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0)/m(T) \approx 0.005\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0), \\ A_3 &= Sm(\Lambda)\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)/(m(T)\tilde{T}_0) \approx 0.005\tilde{\rho}_0\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0)/\tilde{T}_0, \end{aligned} \quad (4)$$

с масштабами плотности $m(\rho) = 10^{-15} \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ и коэффициента теплопроводности $m(\kappa) = 10^9 \text{ эрг}\cdot\text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{моль}^{-1}$. Безразмерная плотность связана с безразмерной концентрацией частиц $\tilde{\rho} = 1,037\tilde{n}$, $m(n) = 10^9 \text{ см}^{-3}$.

При $\tilde{k} \rightarrow \infty$ асимптотическое поведение частоты звуковой волны есть

$$\tilde{\omega} \approx V_\infty\tilde{k} - i\delta_\infty, V_\infty = \tilde{C}_s/\sqrt{\gamma}, \delta_\infty = (\gamma - 1)\tilde{C}_s^2/(2\gamma A_1), \quad (5)$$

где V_∞ есть предел фазовой скорости, δ_∞ – предел коэффициента затухания. В отсутствие теплопроводности аналогично можно найти асимптотику частоты, обусловленную действием нагрева/радиационных потерь, с

$$V_\infty = \tilde{C}_s, \delta_\infty = ((\gamma - 1)A_2 + A_3)/2\gamma. \quad (6)$$

Выражение (6) допускает отрицательные значения коэффициента затухания, что означает наличие неустойчивых колебаний. В общем случае появление неустойчивости определяется величиной волнового числа из условия

$$(\gamma - 1)(A_1\tilde{k}^2 + A_2) + A_3 < 0 \quad (7)$$

Область волновых чисел, для которых колебания являются неустойчивыми, состоит из $\tilde{k} < \tilde{k}_c$ с критическим значением

$$\tilde{k}_c = \sqrt{\frac{(\gamma - 1)A_2 + A_3}{(\gamma - 1)A_1}}. \quad (8)$$

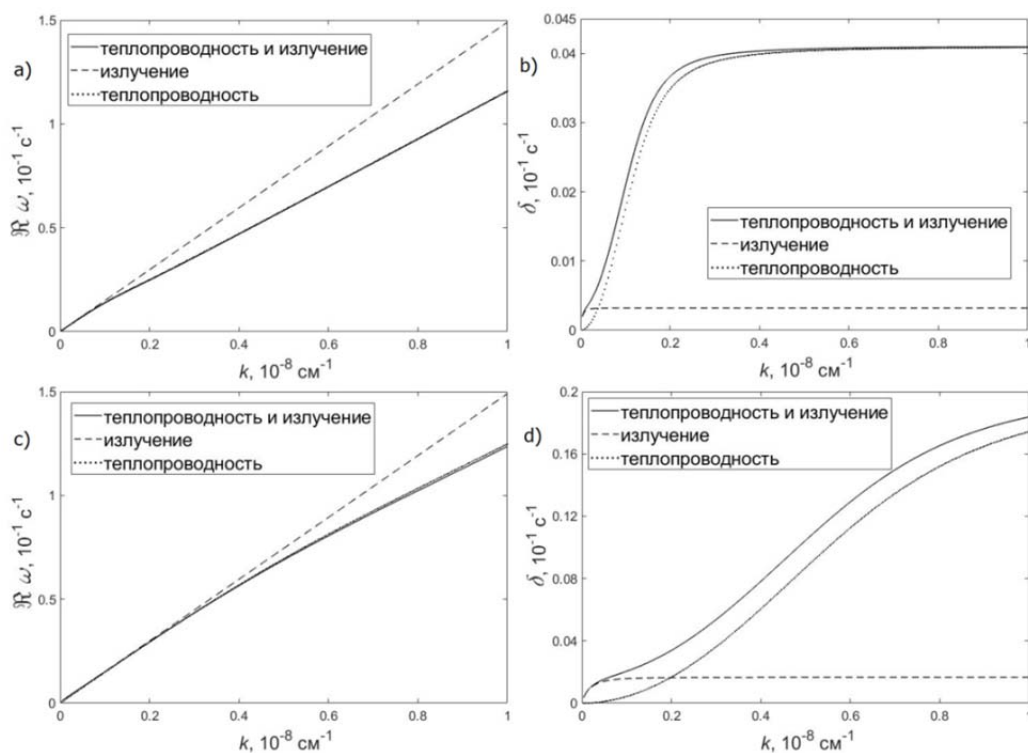


Рис. 1. Частота и коэффициент затухания в случаях $\tilde{n}_0 = 1$ (а, б) и $\tilde{n}_0 = 5$ (с, д).

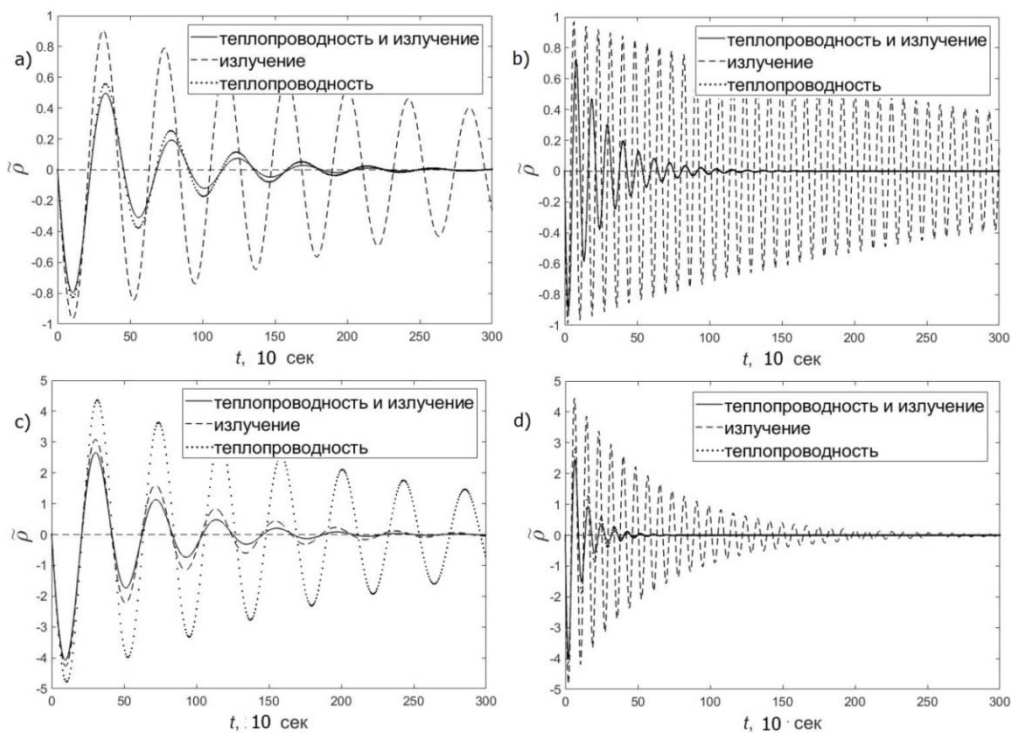


Рис. 2. Кривые колебаний в случаях $\tilde{n}_0 = 1$ (а, б) и $\tilde{n}_0 = 5$ (с, д).
Рисунки а и с построены для $\tilde{k} = 0,1$, рисунки б и д – для $\tilde{k} = 0,5$.

Формулы (7)–(8) соответствуют известным условиям неустойчивости [5]. Неустойчивость в нашем случае обусловлена действием эффекта нагрева/радиационных потерь. В настоящей работе мы ограничимся уточнением ролей обоих эффектов в затухании волны.

В настоящей работе мы сравниваем два примера с температурой $\tilde{T}_0 = 1$ и концентрациями частиц $\tilde{n}_0 = 1$, $\tilde{n}_0 = 5$, чтобы показать, как изменение параметров может повлиять на свойства волны. Для больших волновых чисел в затухании доминирующую роль играет теплопроводность, эффект нагрева/потерь оказывается значительным в области малых волновых чисел (рис. 1 и 2). Граничное волновое число, разделяющее области влияния одного и другого эффекта, равно $\tilde{k}_s \approx 0,04$ при низкой концентрации $\tilde{n}_0 = 1$ (рис. 1b) и $\tilde{k}_s \approx 0,2$ при высокой концентрации $\tilde{n}_0 = 5$ (рис. 1d). Отдельно рассмотрим случай с волновым числом $\tilde{k} = 0,1$ или длиной волны $\lambda \approx 63$ тыс. км. При низкой концентрации имеем колебания с периодом около 6,7 мин, при высокой – около 5,2 мин. Подобные волны повсеместно наблюдаются в нижней короне [6]. Они оказываются быстрозатухающими (рис. 2a и 2c), и, если при низкой концентрации на затухание решающее влияние оказывает теплопроводность, то при высокой концентрации – эффект нагрева/потерь. Изменение плотности в пределах одного порядка существенно меняет картину затухания, излучение дает существенный вклад в затухание при больших длинах волны [2]. Интересно знать, как складывается ситуация при других температурах, и в каких условиях возможна неустойчивость. Эти задачи являются предметом нашего дальнейшего изучения.

Исследование выполнено в рамках госзадания Минобрнауки РФ (№075-03-2022-119/1 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений»).

Литература

1. Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., Zavershinskii D.I. // *A&A*. 2019. V. 628. A133.
2. Nakariakov V.M., Afanasyev A.N., Kumar S., Moon Y.-J. // *ApJ*. 2017. Vol. 849. 62 (12pp).
3. Reale F. // *Living Rev. Solar Phys.*, 2014. V. 11. P. 4.
4. Del Zanna G., Dere K.P., Young P.R., Landi E. // *ApJ*. 2021. V. 909. P. 38.
5. Field G.B. // *ApJ*. 1965. Vol. 142. P. 531–567.
6. Wang T.J. 2016. Waves in solar coronal loops. Low-frequency waves in space plasmas, Ed. by Andreas Keiling, Dong-Hun Lee, Valery Nakariakov. Geophysical Monograph Series. Vol. 216. Wiley. P. 395–418.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАКОНА ДЖОЯ ПО ДАННЫМ УССУРИЙСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ

Ерофеев Д.В., Ерофеева А.В.

*Институт прикладной астрономии Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия*

INVESTIGATION OF JOY'S LAW BY USING DATA OF USSURIISK ASTROPHYSICAL OBSERVATORY

Erofeev D.V., Erofeeva A.V.

Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

We investigate tilts of bipolar axes of sunspot groups by using data obtained in Ussuriisk Astrophysical Observatory in years 1956–2021. We found that the dependency of tilt angles on heliographic latitude may be described by a linear function only as a first approximation, but it also contains two features each in the form of horizontal section (plateau). One of the features is located at latitudes above 25° , while another lies in the vicinity of latitude $\approx 15^\circ$. In addition, we found that small and large spot groups exhibit little or no difference between dependencies of tilt angles on latitude, and that average tilt angles calculated separately for northern and southern hemispheres of the Sun indicate systematical difference by $\approx 1^\circ$.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-95-98

Под законом Джоя обычно подразумеваются два утверждения: (1) лидирующие части биполярных групп солнечных пятен в среднем располагаются ближе к гелиоэкватору, чем хвостовые; (2) средний наклон к экватору осей, соединяющих лидирующие и хвостовые части (полюса) групп, возрастает с ростом гелиографической широты. Закон Джоя, первоначально установленный для групп солнечных пятен, был распространен также на биполярные магнитные области, выделяемые на магнитограммах Солнца (но в нашей работе этот аспект не рассматривается). В настоящее время углы наклона осей групп пятен (тилт-углы) исследованы по нескольким рядам данных [1–5], которые в сумме охватывают временной интервал более века. Все эти исследования в качественном отношении подтверждают закон Джоя, однако между ними имеются количественные расхождения, в частности, в отношении вида зависимости углов наклона от гелиографической широты. Расхождения, вероятно, связаны с различиями в методике определения полюсов и осей групп пятен, так как эти характеристики вряд ли можно определить вполне однозначно с количественной точки зрения. Следует также отметить, что большая часть имеющихся рядов данных была получена без учета измерений магнитных полярностей пятен, полагаясь только на закон полярностей Хэйла (однако в [3] сделан вывод, что учет измерений магнитных полей пятен или отсутствие такового не имеет большого значения).

В настоящей работе мы представим результаты, полученные с использованием фотогелиограмм Уссурийской астрофизической обсерватории (УАФО), которые были получены в период с 1956 по 2021 г (6 циклов солнечной активности). В процессе рутинной обработки фотогелиограмм измерялись, как правило, гелиографические координаты двух крупных пятен, расположенных в ведущей (p) и хвостовой (f) частях каждой из многопятенных групп. Эти измерения взяты в качестве координат p - и f -полюсов групп пятен. Однако в сложных группах измерялись координаты 3–4 пятен, в этих случаях положения одного или обоих полюсов определялись усреднением координат двух пятен. Полученные таким способом координаты полюсов затем усреднялись за период прохождения группы пятен по диску Солнца. Мы не включили в ряд данных параметры мелких групп, максимальные площади которых не достигали 20 м.д.п., а также тех групп, которые наблюдались только вблизи лимба. Кроме того, исключены некоторые крупные группы пятен со сложной структурой, для которых сколько-нибудь корректное выделение полюсов представлялось затруднительным.

В итоге описанной выше процедуры был получен список параметров 8732 групп пятен, содержащий координаты их полюсов, а также время наблюдения каждой из групп и ее максимальную площадь A . По координатам полюсов рассчитаны широта центра F_c каждой группы, а также длина D и угол наклона T её оси:

$$D = (\Delta F^2 + \Delta L^2 \cos^2 F_c)^{1/2} \quad (1)$$

$$T = \pm \arctan(\Delta F / \Delta L \cos F_c) , \quad (2)$$

где ΔF и ΔL – разности широт и долгот p - и f -полюсов, а знак в правой части (2) выбирается по следующему правилу: $T > 0$ или $T < 0$, если ближе к экватору расположен соответственно p - или f -полюс группы пятен.

Мы рассмотрели распределения групп пятен по углам наклона осей для 5-градусных широтных зон и нашли, что по крайней мере до широт 30° эти распределения обладают незначительной асимметрией, при этом средние T_m и медианные T_M значения углов наклона имеют очень незначительные различия. Таким образом, простое усреднение углов наклона дает статистически устойчивые оценки. На рис. 1 показана зависимость средних значений угла наклона T_m от гелиографической широты F (фактически от модуля широты, т.к. мы не разделяем группы пятен северного и южного полушарий Солнца). Оценки сделаны для широтных зон размером в 5° , с шагом 2.5° . График показывает возрастание T_m с широтой, которое в первом приближении может быть аппроксимировано линейной функцией:

$$T_m = 1.216^\circ + 0.340 \cdot |F| . \quad (3)$$

Однако можно отметить и существенные отклонения зависимости $T_m(F)$ от линейной, которые имеют вид двух почти горизонтальных участков («плато»). Один из них расположен на широтах выше 25° , причем положение его

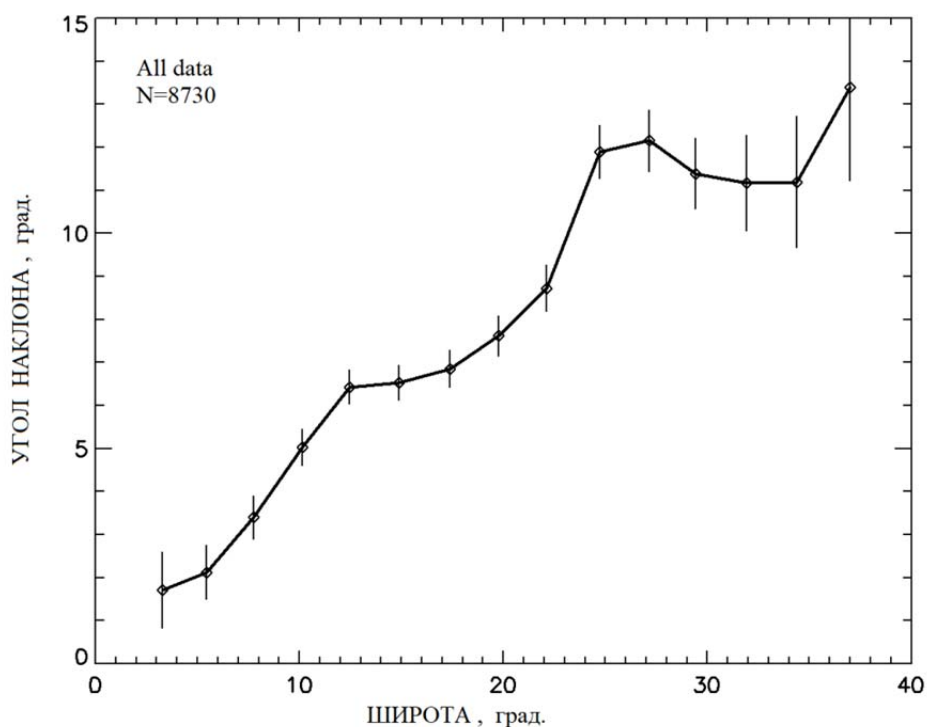


Рис. 1. Зависимость средних углов наклона групп пятен от гелиошироты.

верхней границы определить затруднительно ввиду падения числа групп пятен на широтах выше 35° . Наличие такой особенности $T_m(F)$ неоднократно отмечалось ранее [1–4]; по-видимому, оно присуще всем известным в настоящее время рядам данных о наклонах осей групп пятен. Второе «плато» занимает интервал длиной $8\text{--}10^\circ$ с центром около $F = 15^\circ$ (см. рис. 1). Подобная деталь была отмечена в работе [3], где исследовались ряды данных трех обсерваторий (Mount Wilson, Kodaikanal, Debrecen), причем все три ряда получены с использованием одного алгоритма определения углов наклона групп пятен. Однако при анализе данных, полученных с применением других методов расчета углов наклона групп пятен [4, 5], «плато» около широты 15° обнаружено не было. Отметим, что применяемый в УАФО метод определения углов наклона также отличается от метода, который применялся при создании исследованных в [3] рядов данных.

На рис. 2 показаны зависимости среднего угла наклона от широты для групп пятен с малыми, средними и большими максимальными площадями (соответственно $A < 100$, $100 < A < 400$ и $A > 400$ м.д.п.). Как можно видеть, зависимости $T_m(F)$ для групп с разными площадями почти одинаковы (различия в пределах статистических ошибок). В частности, отметим, что все эти зависимости демонстрируют наличие «плато» в окрестности широты 15° .

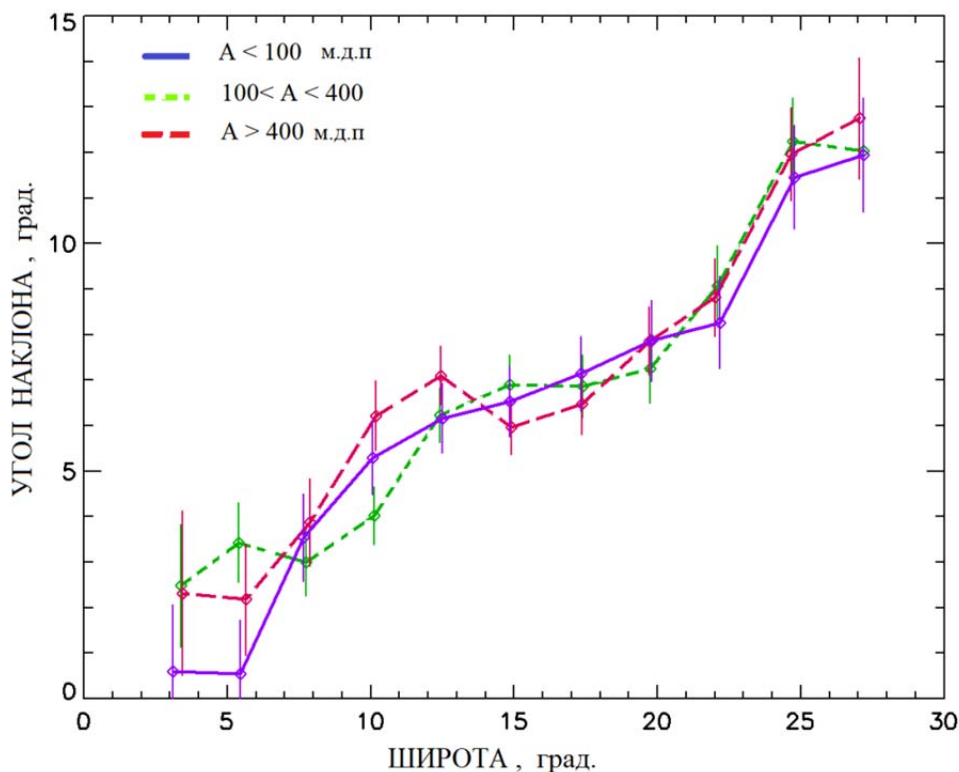


Рис. 2. Зависимости средних углов наклона групп пятен от гелиошироты для групп с малой, средней и большой максимальной площадью.

Мы также сравнили зависимости $T_m(F)$, рассчитанные отдельно для групп пятен северного и южного полушарий Солнца. Сравнение показало, что в южном полушарии углы наклона осей групп пятен систематически меньше, чем в северном, и их различие составляет в среднем около 1° . Это согласуется с результатом, полученным ранее по данным обсерватории Mount Wilson [1].

Литература

1. Howard R.F. Solar Phys. V. 136, p. 251, 1991.
2. Sivaraman K.R., Gupta S.S., Howard R.F. Solar Phys. V.189, p.69, 1999.
3. Varanyi T. MNRAS V. 447, p.1857, 2015.
4. Иванов В.Г. Тр. Всероссийской ежегодной конф. «Солнечная и солнечно-земная физика-2011», с. 39, СПб, 2011.
5. Tlatova K., Tlatov A., Pevtsov A., et al. Solar Phys. V. 293,118, 2018.

**ВЛИЯНИЕ МЕТОДА ОБРАБОТКИ
ДЛИТЕЛЬНЫХ РЯДОВ НАБЛЮДЕНИЙ
НА ОТОБРАЖЕНИЕ ЦИКЛИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ
РЕГУЛЯРНЫХ И НЕРЕГУЛЯРНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ**

Жукова А.В.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

**THE EFFECT OF THE METHOD OF PROCESSING
LONG SERIES OF OBSERVATIONS
ON THE DISPLAY OF CYCLIC VARIATIONS
OF REGULAR AND IRREGULAR ACTIVE REGIONS**

Zhukova A.V.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The catalog of magneto-morphological classes of active regions (ARs) CrAO (<https://sun.crao.ru/databases/catalog-mm-c-ars>) was used to study 2046 ARs of the solar cycle 23 and 1507 ARs of the solar cycle 24. All ARs, except for unipolar spots, were divided into regular (obeying the Hale's polarity law, the Joy's law and the rule of the leading sunspot dominance) and irregular ARs (all others). The results of using different processing methods for cyclic variations of ARs of both types are compared. We used the following methods: a 13-rotation moving average, a cubic spline-approximation for noisy data using cross-validation statistical technique to estimate the smoothing parameter, smoothing by the Gaussian function kernel, and the minimizing-variance method. All smoothing results are close to the results obtained using the traditional moving-average method. At the same time, the use of cubic spline-approximation makes it possible to achieve a smoother shape of the curves, smoothing by the Gaussian kernel makes the multi-peak structure of the cycle more pronounced, especially for irregular ARs.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-99-102

Наиболее часто для сглаживания данных длительных рядов наблюдения применяется метод скользящего среднего за 13 месяцев (<https://www.sidc.be/silso/infosnmstot#:~:text=The%2013%2Dmonth%20smoothed%20monthly,by%201%2F12%20factor>). Чтобы выяснить, насколько (и существенно ли) влияет метод обработки на отображение результата, мы применили несколько других методов сглаживания к данным USAF/NOAA Solar Region Summary (SRS) (<http://solarcyclescience.com/activerregions.html>) и к данным каталога магнито-морфологических классов активных областей (ММК АО) КрАО (<https://sun.crao.ru/databases/catalog-mm-c-ars>) за 23-й и 24-й солнечные циклы.

На рис. 1 представлены циклические вариации числа АО по данным USAF/NOAA SRS, взятым на каждый девятый день (даты соответствуют датам из каталога КрАО). На рис. 1а показаны исходные несглаженные

данные за оборот (тонкая черная линия) и те же данные, сглаженные за тринадцать оборотов при помощи метода скользящего среднего (толстая серая линия). Три другие панели позволяют сравнить результат применения этого метода с применением трех других методов (черные кривые), описанных ниже.

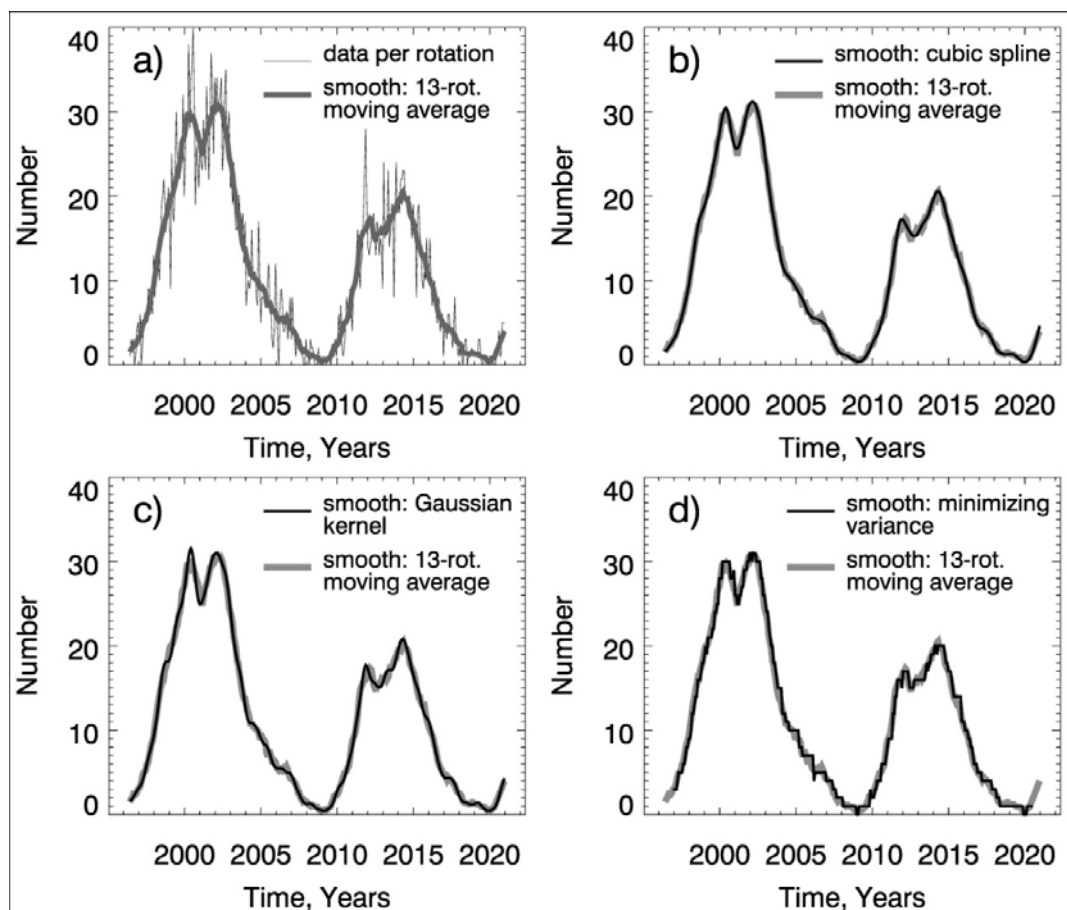


Рис. 1.

Кубическая сплайн аппроксимация для зашумленных данных с использованием статистического метода перекрестной проверки для оценки сглаживающего параметра, описанного в работе [3], была применена для сглаживания данных на рис. 1b. Обращает на себя внимание более гладкая форма представленной черной кривой. Сглаживание при помощи ядра Гауссовой функции (с параметром $\sigma = 3$) было применено на рис. 3с [4]. Пики в двух максимумах каждого из циклов для соответствующей черной кривой выражены более отчетливо.

Помимо этих стандартных методов, мы использовали также метод минимизации дисперсии. Этот метод основан на идеях М.Р. Фреше, исследовавшем свойства дисперсии [5]. В этом случае мы также использовали скользящее окно за тринадцать оборотов. Однако вместо среднего арифметического использовалось реальное значение функции (числа АО) для точки с минимальной дисперсией. Для этого в каждом из скользящих окон

нами рассчитывалась дисперсия для каждой из тринадцати точек; затем определялась та точка, для которой значение дисперсии оказывалось минимальным. Поскольку мы работали с целочисленными данными, для соответствующей черной кривой (рис. 1d) наблюдается ступенчатая форма (квантование). По форме все полученные кривые близки (рис. 1a-d).

Мы применили изучаемые методы также к данным каталога ММК АО КрАО для регулярных (рис. 2) и нерегулярных (рис. 3) АО в разных (относительно экватора) полушариях. Напомним, что регулярные АО – это биполярные группы, подчиняющиеся закону полярностей Хейла, закону Джоя, правилу о доминировании лидирующего пятна; нерегулярные – все остальные АО (кроме одиночных пятен).

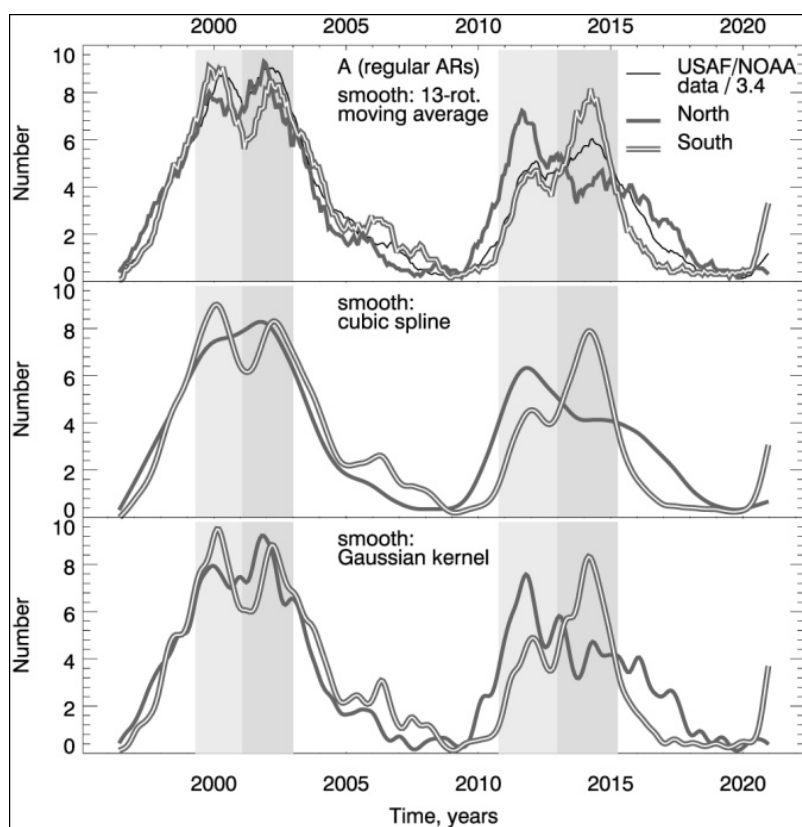


Рис. 2.

Метод скользящего среднего за тринадцать оборотов применялся нами ранее [6]; графики из этой работы воспроизведены на верхних панелях рис. 2, 3. Группы в северном полушарии представлены сплошной серой линией, в южном – двойной линией. Ход цикла проиллюстрирован тонкой черной линией. Два основных максимума цикла отмечены бледно-серой и серой заливкой. Кривые на средних панелях получены с помощью сглаживания методом кубической сплайн аппроксимации, на нижних панелях – с помощью ядра Гауссовой функции. Кривые на средних панелях имеют наиболее гладкую форму, кривые на нижних панелях имеют более отчетливо выраженные пики на разных фазах цикла.

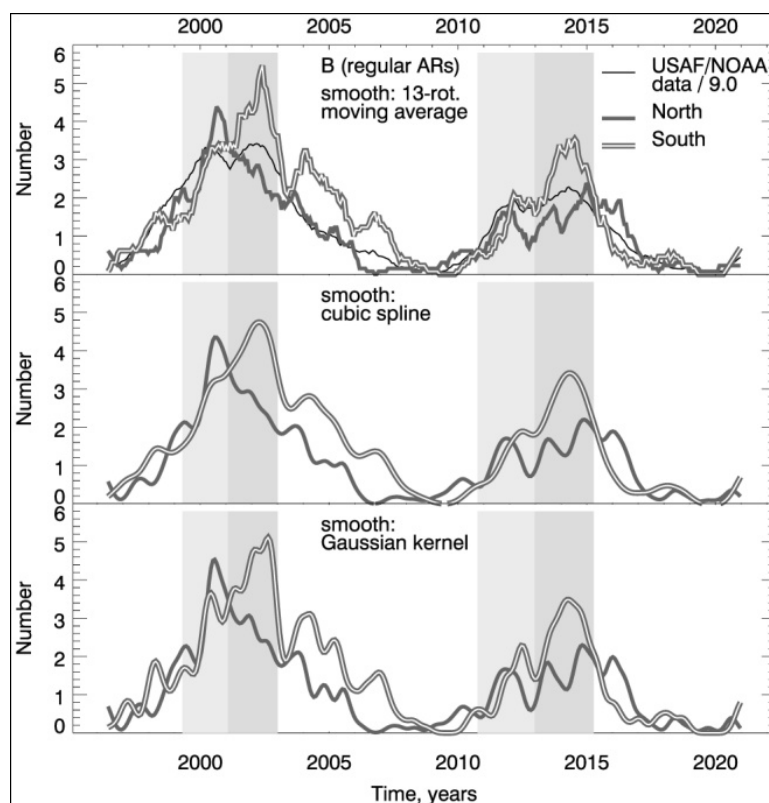


Рис. 3.

На основании исследования можно сделать следующие выводы.

1. Все методы сглаживания имеют основания для использования.
2. Результаты, полученные стандартными методами, близки к результату, полученному методом минимизации дисперсии, который может рассматриваться как наиболее корректный математически.
3. Особенности методов: кубическая сплайн аппроксимация позволяет получить кривые наиболее гладкой формы; сглаживание ядром Гауссовой функции позволяет выделить не только два основных максимума, но и проследить многопиковую структуру цикла.

Автор благодарит соавторов по работе [6] за ценные советы, а также Н.Г. Макаренко, обратившего наше внимание на идеи М.Р. Фреше.

Исследования выполнены при поддержке РФФ (проект 18-12-00131).

Литература

1. Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., Joy, A.H. // *Astrophys. J.*, 1919, 49, 153.
2. Van Driel-Gesztelyi L., Green L.M. // *Liv. Rev. Solar Phys.*, 2015, 12, 1.
3. Craven P., Wahba G. // *Numer. Math.*, 1979, 31, 371.
4. Дженкинс Г., Ватмс Д. Спектральный анализ и его приложения. – Изд. «Мир», Москва, 1971, 317 с.
5. Frèchet, M., 1948, *Annales de l'institut Henri Poincarè*, 10(4), p. 215.
6. Zhukova A.V., Sokoloff, D.D., Abramenko, V.I., Khlystova, A.I. // *Adv. Space Res.*, 2022, (online publ. 13.09. 2022, <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.09.013>).

СПОСОБЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ЗНАЧИМОСТИ НАБЛЮДАЕМОЙ СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Жукова А.В.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

METHODS FOR DETERMINING THE STATISTICAL SIGNIFICANCE OF THE OBSERVED NORTH-SOUTH ASYMMETRY OF THE ACTIVE REGIONS

Zhukova A.V.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Statistical studies of 2046 active regions (ARs) of the solar cycle 23 and 1507 ARs of the solar cycle 24 were carried out using the catalog of magneto-morphological classes of ARs CrAO (<https://sun.crao.ru/databases/catalog-mm-c-ars>). All ARs, except for unipolar spots, were divided into regular (obeying the Hale's polarity law, the Joy's law and the rule of the leading sunspot dominance) and irregular ARs (all others). The study of cyclic variations showed that the ARs of each type form peaks in two maxima of the cycle in different hemispheres not simultaneously (they reach maxima sometimes in-phase, and sometimes out-of-phase with a total number of sunspots). We used the normal approximation to a binomial distribution and the Pearson's χ -square test to determine the level of statistical significance of the results obtained relatively north-south asymmetry of ARs for each of the two maxima of each of the cycles for each type of ARs. In four of the eight cases studied, we found a high level of statistical significance of the observed north-south asymmetry, in one – a marginal level, which allows us to confirm the statistical significance of the observed phenomenon as a whole.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-103-106

Северо-южная (N-S) асимметрия является одной из наиболее ярких особенностей распределения активных областей (АО) по солнечному диску. Целью данной работы является определение статистической значимости наблюдаемой N-S асимметрии АО в двух последних циклах.

При помощи каталога магнито-морфологических классов (ММК) АО КрАО были исследованы 2046 АО 23-го и 1507 АО 24-го солнечных циклов. Все АО, кроме одиночных пятен, были разделены на регулярные биполярные группы (выполняющие закон полярностей Хейла, закон Джоя, правило о доминировании лидирующего пятна) [1, 2] и нерегулярные АО (все остальные). Сравнение циклических вариаций регулярных (рис. 1) и нерегулярных (рис. 2) АО с данными USAF/NOAA Solar Region Summary для всех АО цикла показало, что АО каждого из классов образуют пики в двух максимумах цикла в разных полушариях не одновременно (достигают максимумов иногда в фазе, а иногда – в противофазе с общим числом солнечных пятен), что согласуется с результатами работы [3].

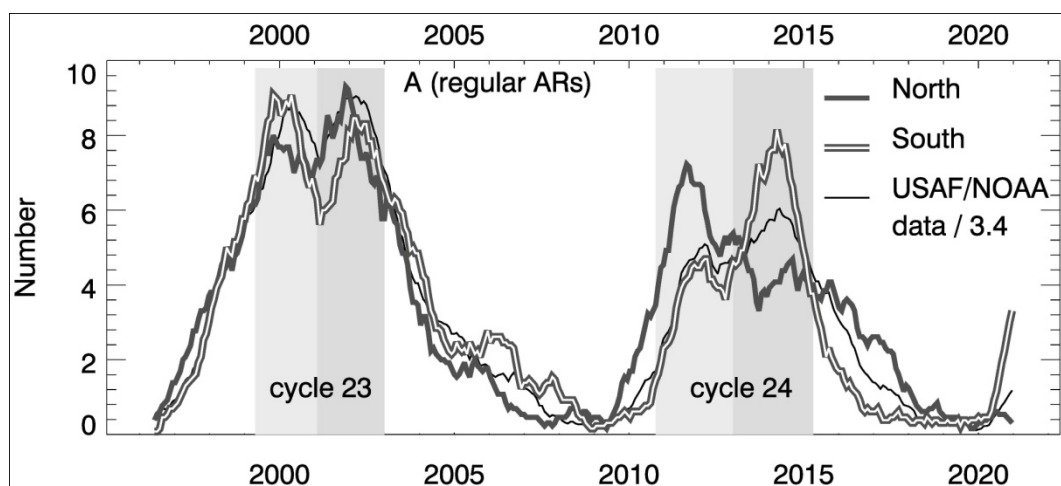


Рис. 1.

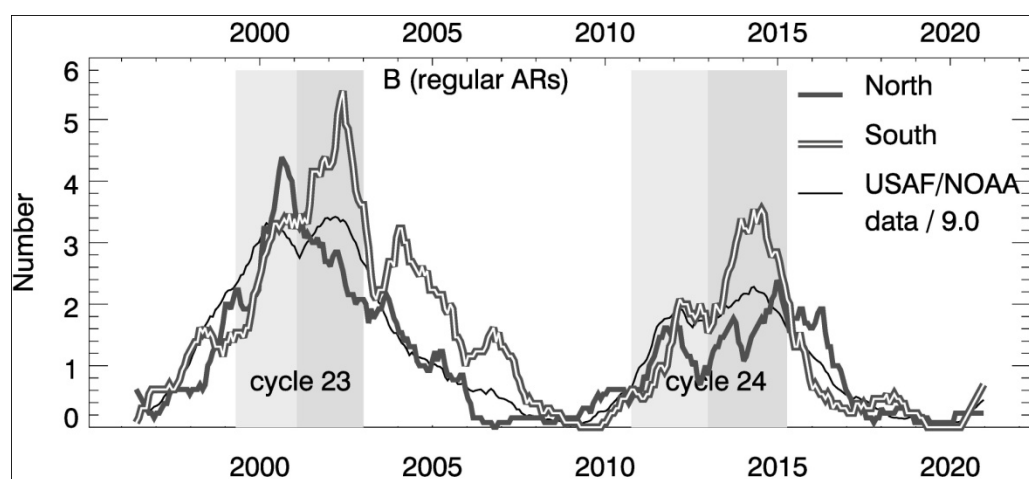


Рис. 2.

Для определения степени достоверности наблюдаемой N-S асимметрии регулярных и нерегулярных АО в каждом из циклов были выделены периоды, соответствующие двум максимумам цикла. Периоды отмечены светло-серой и серой заливкой на рис. 1, 2; соответствующие статистические данные приведены в таблице.

Нулевая гипотеза состояла в том, что АО распределены между полушариями с равной вероятностью ($p = 0,5$). Альтернативная гипотеза предполагает, что наблюдаемые отклонения от равномерного распределения АО между полушариями слишком велики, чтобы носить случайный характер (наблюдаемая N-S асимметрия АО значима).

Вероятность того, что среди общего числа АО n именно N групп окажется в N-полушарии определяется при помощи биномиального распределения [4, 5]. При достаточно больших n и N используют нормальную аппроксимацию к биномиальному распределению, с такими же как у него математическим ожиданием $\mu = np$ и стандартным отклонением $\sigma = \sqrt{np(1 - p)}$. Для преобразования в стандартное нормальное распределение

переходят от случайной величины x к новой переменной (z -оценке), $z = (x - \mu)/\sigma$. Интеграл вероятностей P в этом случае определяется выражением:

$$P(Z < z) = \Phi(z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^z e^{-\frac{t^2}{2}} dt. \quad (1)$$

Таблица.

	Регулярные АО			
	23-й цикл		24-й цикл	
	Максимум 1	Максимум 2	Максимум 1	Максимум 2
n	378	403	279	336
N	185	208	172	136
S	193	185	107	200
p-value	$6.81 \cdot 10^{-1}$	$5.17 \cdot 10^{-1}$	$9.96 \cdot 10^{-5}$ *	$4.80 \cdot 10^{-4}$ *
	Нерегулярные АО			
	23-й цикл		24-й цикл	
	Максимум 1	Максимум 2	Максимум 1	Максимум 2
n	135	192	72	137
N	77	71	33	52
S	58	121	39	85
p-value	$1.01 \cdot 10^{-1}$ **	$3.08 \cdot 10^{-4}$ *	$4.79 \cdot 10^{-1}$	$4.81 \cdot 10^{-3}$ *

* – высокая статистическая значимость N-S асимметрии;

** – граничная статистическая значимость N-S асимметрии.

Для определения вероятности попадания случайной величины в заданный интеграл проводят интегрирование в пределах $[-z, z]$, используя свойство кумулятивной функции распределения, $\Phi(z) + \Phi(-z) = 1$. Для получения «силы доказательства», определяют $p\text{-value} = 1 - P$, вероятность того, что отклонение случайной величины от ожидаемого значения будет таким как наблюдаемое или выше.

Мы использовали два способа определения z -оценки для последующего расчета $p\text{-value}$. В первом случае в качестве случайной величины выступала разница между числом АО в двух полушариях, $N - S$ [6]. Тогда:

$$Z = \frac{x - \mu}{\sigma} = \frac{(N - S) - (N + S)p}{\sqrt{(N + S)p(1 - p)}} = \frac{N - S}{\sqrt{N + S}}. \quad (2)$$

Во втором случае в качестве случайной величины рассматривалась частота появления АО в N -полушарии, N/n . Здесь $\mu^* = p$ и $\sigma = \sqrt{p(1 - p)/n}$. Тогда:

$$Z = \frac{x - \mu^*}{\sigma^*} = \frac{N/(N + S) - p}{\sqrt{p(1 - p)/(N + S)}}. \quad (3)$$

В качестве третьего способа расчета $p\text{-value}$ мы использовали критерий согласия ожидаемых и наблюдаемых частот Пирсона χ^2 . Для двух

классов независимых слагаемых в нашем случае он приобретает следующий вид:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^2 \frac{(N_i - np_i)^2}{np_i} = \frac{(N - np)^2}{np} - \frac{(S - n(p-1))^2}{n(p-1)} = \frac{(N-S)^2}{N+S}, \quad (4)$$

где $N_1 = N$, $N_2 = S$.

Результаты расчета p-value с использованием формул (2–4) совпадают с точностью до трех значащих цифр, поэтому для каждого из ММК классов АО результаты показаны в таблице одной строкой. Полученные значения p-value сравнивались со следующими уровнями значимости N-S асимметрии: <0.01 (1%) – высокозначимая асимметрия; 0.01–0.05 (1–5%) – значимая асимметрия; 0.05–0.1 (5–10%) – граничная асимметрия; >0.1 (10%) – незначимая асимметрия. Значения p-value, соответствующие высокому уровню асимметрии, отмечены в таблице символом «*», граничному уровню – символом «**».

На основании исследования можно сделать следующие выводы.

1. Уровень значимости N-S асимметрии определен как высокий для регулярных АО в 24-м цикле и нерегулярных АО во втором максимуме 23-го и 24-го циклов; как граничный – для нерегулярных АО в первом максимуме 23-го цикла.

2. Статистически значимая N-S асимметрия обнаружена в пяти из восьми исследованных случаев, что дает основания отклонить нулевую гипотезу о случайном характере наблюдаемой N-S асимметрии АО и подтвердить значимость явления в целом.

Автор благодарит В.И. Абраменко, Д.Д. Соколова и А.И. Хлыстову за плодотворное обсуждение результатов.

Исследования выполнены при поддержке РФФИ (проект 18-12-00131).

Литература

1. Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., Joy, A.H. // *Astrophys. J.*, 1919, 49, 153.
2. Van Driel-Gesztelyi L., Green L.M. // *Liv. Rev. Solar Phys.*, 2015, 12, 1.
3. Zhukova A.V., Sokoloff, D.D., Abramenko, V.I., Khlystova, A.I. // *Adv. Space Res.*, 2022, (online publ. 13.09. 2022, <https://doi.org/10.1016/j.asr.2022.09.013>).
4. Larson H.J. *Introduction to Probability Theory and Statistical Inference*, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1982.
5. Carbonell, M. et al. // *Astron. Astrophys.*, 2007, 476, 951.
6. Wilson, R.M. // *NASA Tech. Pap.*, 1987, 2714, 1.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МОЩНЫХ ВЗРЫВНЫХ ПРОЦЕССОВ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ НА ХАРАКТЕР КОЛЕБАНИЙ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ТЕНИ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН, ФОРМИРУЮЩИХ ЭТИ ОБЛАСТИ

Загайнова Ю.С.¹, Файнштейн В.Г.²

¹*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, Троицк, Россия*

²*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия*

INVESTIGATION OF THE INFLUENCE OF POWERFUL EXPLOSIVE PROCESSES IN ACTIVE REGIONS ON THE CHARACTER OF OSCILLATIONS OF MAGNETIC FIELD PARAMETERS IN THE UMBRA OF SUNSPOTS, FORMING THESE AREAS

Zagainova Yu.S.¹, Fainshtein V.G.²

¹*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation N.V. Pushkov RAS, Moscow, Troitsk, Russia*

²*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

On the example of three events, the influence of powerful flares and fast coronal mass ejections (explosive processes) on the nature of oscillations in the sunspot shadow of the minimum angle of inclination of magnetic field lines α_{min} , the average angle $\langle \alpha \rangle$ within the sunspot shadow, and the maximum and average values of magnetic induction B_{max} and $\langle B \rangle$. The power spectra of oscillations of each parameter of the magnetic field were constructed in each spot of the studied AO, and, in general, for the entire AO. It has been found that the IP has a noticeable effect on the power spectrum of oscillations of the magnetic field parameters in the shadow of sunspots. It turned out that there are differences in the features of the oscillations of the field parameters depending on the power of the explosive process, characterized by the x-ray score of the flare. The results obtained are compared with the results for AO without EP.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-107-110

1. Введение

Магнитное поле в тени солнечных пятен весьма изменчиво со временем [1, 2]. Эта изменчивость носит сложный характер, но ее можно представить, как совокупность гармонических колебаний в широком диапазоне частот. В ряде работ исследовались колебания магнитного поля в пятнах с периодами от нескольких минут до более 10 часов (о долгопериодических колебаниях см. [3]). При этом мало что известно о влиянии взрывных процессов (ВП) на колебания характеристик плазмы или магнитного поля в активных областях. Под ВП понимают солнечные вспышки, эрупции волокон, формирование корональных выбросов массы (КВМ). Авторы данной работы (см. также [2, 4, 5]), по-видимому, впервые начали проводить исследования влияния ВП на колебания параметров магнитного поля в тени пятен. Также отметим работу [6], где показано, что слабая вспышка служит модулятором 3-х и 5-ти минутных колебаний плазмы в активной области (АО). При этом амплитуда колебаний увеличивается под воздействием вспышки в несколько раз. В данной работе на примере трех событий ис-

следовалось влияние мощных ВП (мощных вспышек М-, X- рентгеновского класса и быстрых КВМ) на характер колебаний в тени солнечных пятен нескольких характеристик магнитного поля.

2. Данные и методы их анализа

Исследовано влияние ВП на колебания: (1) – минимального угла между вектором магнитного поля и нормалью к поверхности Солнца α_{\min} ; (2) – среднего $\langle\alpha\rangle$ в пределах тени пятна угла α ; (3) – максимального и (4) – среднего в пределах тени пятна значения магнитной индукции B_{\max} и $\langle B\rangle$ в следующих АО: NOAA 11261 04.08.2011, NOAA 11429 07.03.2012 и NOAA 12673 06.09.2017. Рентгеновские баллы вспышек в указанных АО по данным GOES составили M9.3, X5.4 и X9.3, а линейные проекционные скорости КВМ – 1315 км/с, 2684 км/с и 1571 км/с, соответственно. Для сравнения были проанализированы спектры мощности исследуемых параметров поля в АО NOAA 12686 28.10.2017 в отсутствие ВП в выделенный промежуток времени.

Мы анализировали вариации характеристик магнитного поля в тени солнечных пятен в течение 12 часов – промежуток времени, состоящий из 6 часов до начала вспышки и 6 часов после ее начала. Для события без ВП за момент начала вспышки взята середина временного интервала длительностью 12 часов. Характеристики магнитного поля в тени пятен находились по данным векторных измерений фотосферного поля инструментом SDO/HMI. Угол наклона линий поля α определялся с использованием соотношения: $\cos(\alpha) = |B_r|/B$, где B_r – радиальная компонента поля, которая находилась с помощью соотношения, включающего измеряемые HMI характеристики магнитного поля. Положение пятен в области эрупции определялись по изображениям Солнца в континууме инструментом HMI. В качестве характеристики колебаний магнитного поля использовался спектр мощности колебаний каждого анализируемого параметра поля в тени пятна, который получался с использованием Фурье-преобразований зависящих от времени функций, как для отдельных пятен, так и в целом, для всей АО, усредненный по всем пятнам группы. Также сравнивались спектры мощности до и после начала вспышки.

3. Результаты

Мы неоднократно показывали в наших статьях [2, 4, 5] примеры сильного воздействия ВП на поведение характеристик магнитного поля в тени солнечных пятен. В некоторых пятнах АО в начале вспышки происходит резкое изменение в несколько раз – скачок – α_{\min} и $\langle\alpha\rangle$, как в сторону увеличения этих параметров, так и в сторону уменьшения. Более чем на 500 Гс может резко измениться B_{\max} и $\langle B\rangle$. Возможны и другие виды изменения углов и поля после начала вспышки. В то же время, есть немало пятен, поведение параметров поля в тени которых слабо меняется после начала вспышки. Поэтому представлял интерес изучить отдельно особенности спектров мощности колебаний каждого из параметров поля в тени пятен, как для всей АО, так и для отдельных пятен, в которых очень силен отклик поведения поля на ВП.

Основные полученные результаты можно сформулировать следующим образом:

(1) Спектры мощности колебаний АО для каждого рассмотренного параметра поля в тени солнечных пятен отобранных активных областей существенно различаются (примеры спектров мощности см. на рис. 1);

(2) Характеристики спектров мощности зависят от мощности ВП, которую мы охарактеризовали рентгеновским баллом солнечной вспышки (рис. 2). К таким характеристикам относятся: а) «ширина» спектра мощности df , определенная как частота самой удаленной от начала координат заметной по интенсивности спектральной линии (рис. 2e,f); б) максимум интенсивности спектра мощности A_{max} (рис. 2a-d); в) частота f_m , на которой наблюдается максимум интенсивности A_{max} спектра мощности АО (рис. 2g,h).

Характер связи указанных характеристик спектра мощности с рентгеновским баллом солнечной вспышки различается для разных параметров поля в тени солнечных пятен.

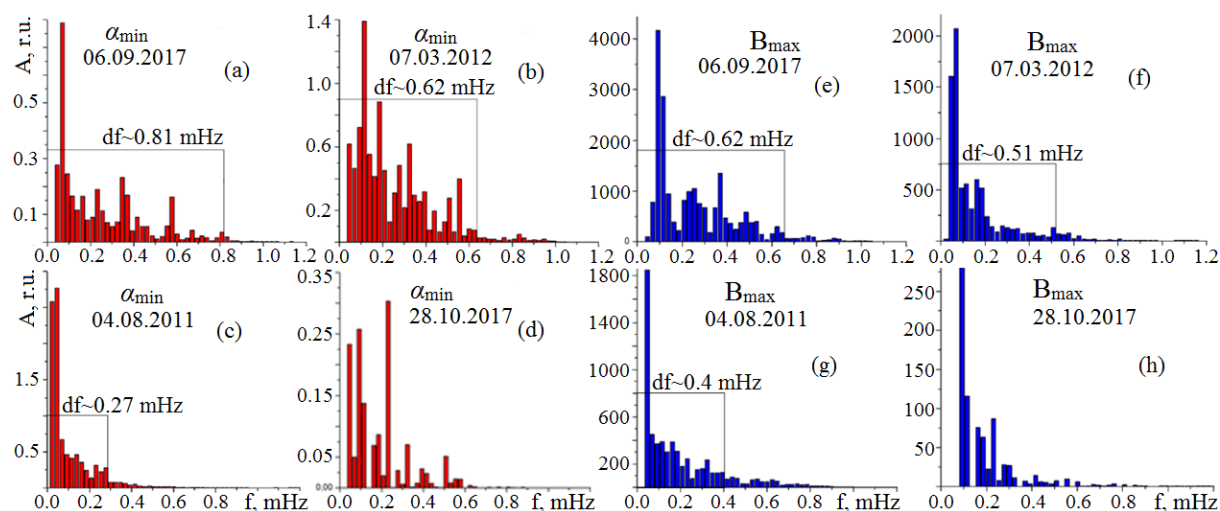


Рис. 1. Спектры мощности колебаний α_{min} (a–d) и B_{max} в тени пятен для всех рассмотренных АО (e–h).

Были также исследованы спектры мощности колебаний анализируемых характеристик магнитного поля в тени солнечных пятен в АО без ВП в течение 12 часов. Оказалось, что и в этом случае характеристики магнитного поля подвержены относительно мощным колебаниям, максимальная интенсивность которых может превышать A_{max} в спектре мощности колебания для события с самой слабой из рассмотренных вспышкой 04.08.2011. Предложен способ выделения и сравнения набора характерных гармоник для каждого спектра мощности колебаний. Выделялись частоты с максимальной интенсивностью, превышающей A_{max} в спектре мощности колебаний такого же параметра поля для события без ВП, частоты $f < df$ и $f > df$. Оказалось, что больше всего гармоник, превышающих по интенсивности A_{max} для события без ВП в спектре мощности для B_{max} 06.09.2017. Для спектра мощности колебаний α_{min} больше всего гармоник с интенсивностью, превышающей A_{max} в спектре мощности для события без ВП, оказалось в событии 07.03.2012. Следует также отметить, что для спектров мощности α_{min} и B_{max} с ростом балла вспышки появляются более высокие

гармоники, т.е. появляются дополнительные периоды колебаний. Мы также сравнили спектры мощности колебаний всех рассматриваемых параметров магнитного поля до и после начала солнечной вспышки. Анализ показал, что после начала вспышки спектр мощности заметно меняется. Это проявляется в значениях A_{max} , f_m и в общем виде спектра. Например, для события 06.09.2017 A_{max} для B_{max} и $\langle B \rangle$ увеличиваются после начала вспышки в несколько раз. Особенностью спектров мощности колебаний α_{min} и $\langle \alpha \rangle$ является, либо отсутствие изменения, либо уменьшение A_{max} , но при этом заметно увеличение следующих пиков интенсивности. Частота f_m для углов после начала вспышки заметно увеличивается.

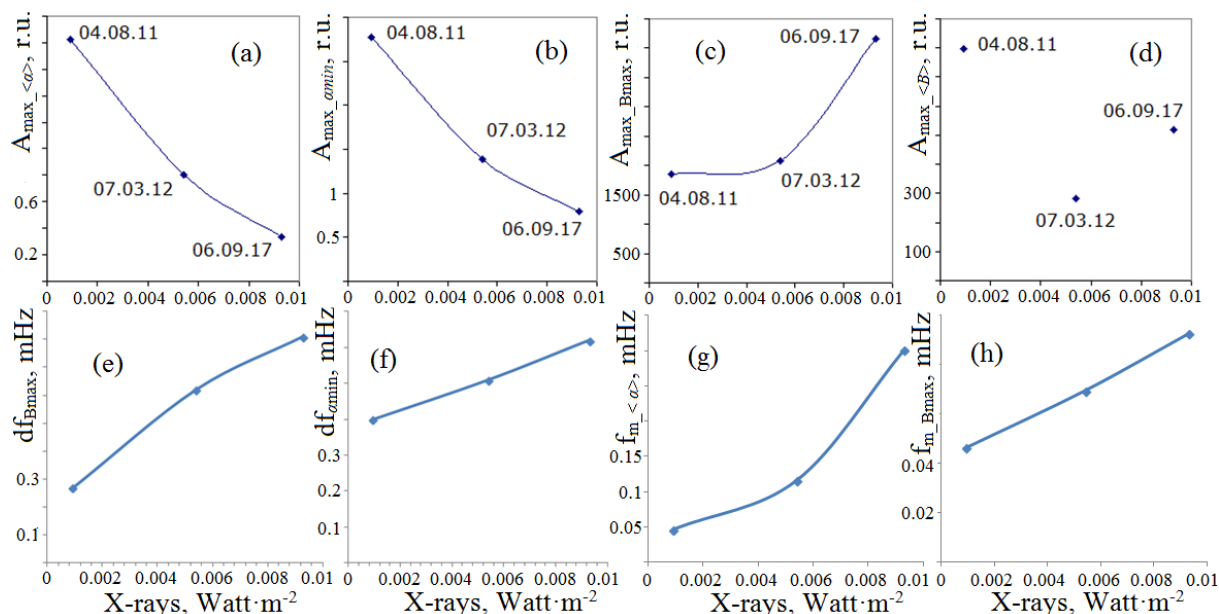


Рис. 2. Зависимость от интенсивности мягкого рентгеновского излучения из области вспышки: максимальной интенсивности спектра мощности A_{max} (а–с), ширины спектра мощности df (е,ф), частоты максимума интенсивности спектра мощности f_m (г,х). Для df и f_m показаны зависимости, которые оказались наиболее надежными.

Отметим, что полученные результаты являются предварительными и будут уточнены с увеличением количества рассмотренных событий. На примере только трех событий с ВП мы попытались выяснить, в какой степени ВП могут влиять на свойства колебаний параметров магнитного поля в тени солнечных пятен. Такое влияние обнаружено.

Работа выполнена в рамках программы ФНИ П.16 и при частичной поддержке гранта РФФИ 20-02-00150.

Литература

1. Pevtsov A. A., Bertello L., Tlatov A. G., et al. // *Solar Phys.*, 2014, 289, 593.
2. Загайнова Ю. С., В.Г. Файнштейн, В.Н. Обридко, Г.В. Руденко // *Астрономический Журнал*, 2022, том 99, № 2, с. 100.
3. Griñón-Marín A. B., A. Pastor Yabar, H. Socas-Navarro et al. // *A&A*, 2020, 635, A64.
4. Zagaynova Yu. S. and V. G. Fainshtein // *G&A*, 2021, 61, No. 7, 928.
5. Zagaynova Yu. S. and V. G. Fainshtein // *G&A*, 2022, 62, No. 8 (в печати).
6. Chelpanov A. A. and N. I. Kobanov // *Astronomy Reports*, 2020, 64, No. 4, p. 363.

ДИССИПАЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В АТМОСФЕРЕ СОЛНЦА: РОЛЬ НЕЙТРАЛЬНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПЛАЗМЫ

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.^{2,3}, Куприянова Е.Г.^{2,3}

¹*Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

THE JOULE DISSIPATION IN THE SOLAR ATMOSPHERE: THE ROLE OF NEUTRAL PLASMA COMPONENT

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.^{2,3}, Kupriyanova E.G.^{2,3}

¹*Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory, Saint Petersburg, Russia*

³*Ioffe Institute, Saint Petersburg, Russia*

The role of ion–atom collisions in the Joule dissipation in solar flux tubes is studied. It is shown that the Cowling resistivity exceeds the classical (Spitzer) resistivity in the weakly ionized layers of the atmosphere, as well as in the corona with a relative density of neutral atoms $\sim 10^{-7}$ at electric currents $I > 10^8$ A. As an illustration of the altitude dependence of the Cowling resistivity, we applied the atmospheric model [7]. We have shown that the maximum dissipation occurs in the transition layer. The Cowling resistivity increases with the current filamentation. The role of anomalous (turbulent) resistivity in the Joule dissipation is discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-111-114

Введение

Джоулева диссипация в частично ионизованной плазме фотосферы и хромосферы Солнца, вызывающая нагрев плазмы и вспышечное энерговыделение, неоднократно рассматривалась [1, 2]. В последние годы вновь возродился интерес к изучению повышенного сопротивления (Каулинга) в нижней атмосфере [3–5]. Однако детальный анализ диссипации электрического тока в различных слоях атмосферы Солнца, от фотосферы до короны, выполнен не был. Мы покажем, что (1) энерговыделение при джоулевой диссипации характеризуется максимумом в переходном слое; (2) несмотря на малую концентрацию нейтралов в короне, $n_a/n_e \sim 10^{-7}$, сопротивление Каулинга превышает классическое (Спитцера) уже при токах $I \geq 2 \cdot 10^8$ А; (3) даже при больших токах в магнитных трубках, $I \geq 10^{12}$ А, скорость относительного движения ионов и электронов на много порядков меньше, чем скорость ионного звука. Это требует пересмотра роли аномального сопротивления во вспышечном энерговыделении.

Диссипация продольных токов в магнитных трубках

Рассмотрим магнитную трубку с продольным электрическим током, частным случаем которой является вспышечная петля. Скорость джоулевой диссипации в единице объема трубки определяется формулой [6]

$$q = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 B_\phi^2 j_z^2}{(2-F)c^2 n m_i v'_{ia}} \quad (1)$$

Здесь $j_z = \frac{I}{\pi r^2}$ – плотность тока, $\sigma = \frac{e^2 n}{m_e(v_{ei} + v_{ea})}$ – проводимость Спитцера, $B_\phi \approx 2I/cr$, r – радиус трубки. Эффективная частота столкновений ионов с нейтральными атомами равна [6]

$$v'_{ia} \approx 1,6 \cdot 10^{-11} F(n_e + n_a) \sqrt{T} \text{ Гц}, \quad (2)$$

$F = n_a/(n_e + n_a)$ – относительная концентрация нейтральных атомов. Для сравнения скорости диссипации по Спитцеру и Каулингу представим формулу (1) в виде

$$q = \frac{j_z^2}{\sigma} (1 + K_{cow}), \quad (3)$$

где K_{cow} зависит от нейтральных атомов и величины протекающего в магнитной трубке электрического тока:

$$K_{cow} = \frac{F^2}{(2-F)} \omega_e \tau_e \omega_i \tau_{ia}, \quad (4)$$

где $\omega_e = \frac{eB_\phi}{cm_e}$, $\omega_i = \frac{eB_\phi}{cm_i}$, $\tau_e = \frac{1}{v'_{ei}}$, $\tau_{ia} = \frac{1}{v'_{ia}}$, $v'_{kl} = \frac{m_l}{m_k + m_l} v_{kl}$.

Для иллюстрации зависимости $K_{cow}(h)$ и $q(h)$ воспользуемся моделью атмосферы C7 [7], построенной от уровня τ_{5000} до короны ($h = 6,8 \cdot 10^4$ км). На рис. 1 слева из данных таблицы [7] приведены высотные зависимости n_e , n_a и температуры. Справа представлены частоты соударений v'_{ei} , v'_{ia} и кулоновский логарифм. На рис. 2 представлены зависимости $K_{cow}(h)$ и $q(h)$ для различных значений электрического тока. Максимумы K_{cow} и q соответствует переходной области. Пунктиром указана зависимость $q(h)$ для классической проводимости. Видно, что в фотосфере при токах

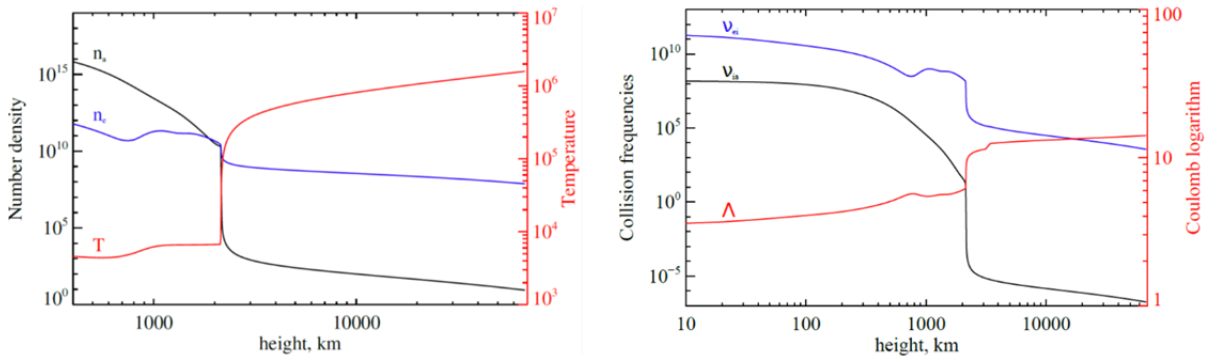


Рис. 1.

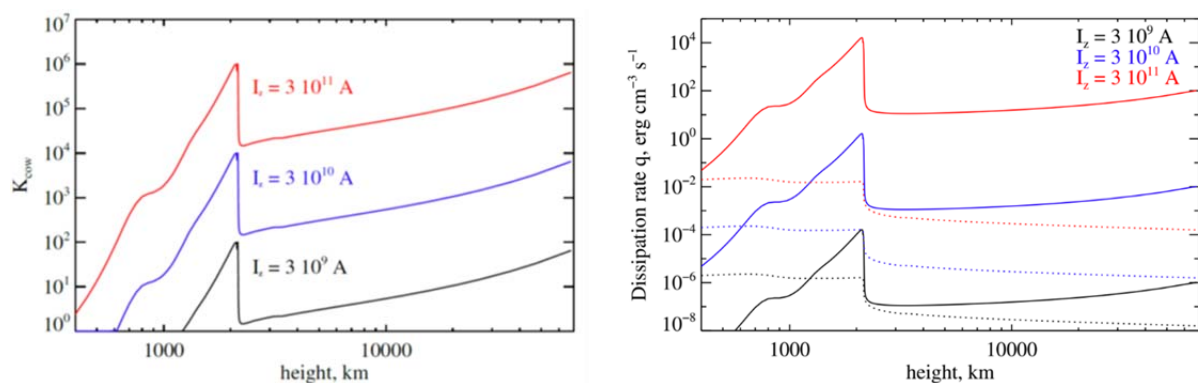


Рис. 2.

$I < 10^{11}$ А джоулева диссипация обусловлена сопротивлением Спитцера. Это вызвано уменьшением параметра Холла $\omega_i \tau_{ia}$ в выражении (4).

На корональных уровнях для оптически тонкой среды при $T > 2 \cdot 10^5$ К основной вклад в нейтральную компоненту дает водород. При этом относительное содержание нейтралов определяется формулой [8]

$$F = 0,32 \cdot 10^{-3} \frac{1 + \frac{T}{T_H}}{\left[\sqrt{\frac{T}{T_1}}\right]^{2-b} \left[1 + \sqrt{\frac{T}{T_1}}\right]^{1+b}} \exp \frac{T_H}{T}, \quad (5)$$

где $T_H = 1,58 \cdot 10^5$ К, $T_1 = 7,036 \cdot 10^5$ К, $b = 0,738$. В интервале температур $10^6 - 10^7$ К справедлива аппроксимация $F \approx 0,15/T$, т.е. в корональной плазме F чрезвычайно мала. Тем не менее, при достаточно больших электрических токах джоулева диссипация обусловлена сопротивлением Каулинга. Полагая $v'_{ei} = v_{ei} \approx 50n_e/T^{3/2}$ с учётом (2) получим

$$K_{cow} = 7 \cdot 10^{-18} I^2 / n_e^2. \quad (6)$$

Для $n_e = 10^9$ см⁻³ в корональных магнитных трубках $K_{cow} = 1$ при токах $I \approx 2 \cdot 10^8$ А. При $I = 3 \cdot 10^{10}$ А $K_{cow} \approx 5,7 \cdot 10^4$ т.е. несмотря на корональную температуру и малое $F \sim 10^{-7}$ роль ионно-атомных столкновений в диссипации тока является определяющей. Это вызвано тем, что при больших токах сила Ампера ускоряет ионы до существенно больших скоростей по сравнению с относительной скоростью электронов и ионов в токе. Передача энергии от ионов к нейтрам происходит в результате одного столкновения, тогда как обмен энергией «e-i» происходит в m_i/m_e раз медленнее.

Заметим, что ионно-звуковая неустойчивость, обеспечивающая аномальное сопротивление в корональных магнитных трубках, не возбуждается, так как скорость дрейфа электронов относительно ионов u в электрическом токе оказывается существенно меньше скорости ионного звука. Полагая $I = 3 \cdot 10^{10}$ А = $9 \cdot 10^{19}$ сгс, $r = 10^8$ см, $n_e = 10^9$ см⁻³, $T = 5 \cdot 10^6$ К, получим $u = I/(\pi r^2 e n_e) \approx 6 \cdot 10^3$ см/с $\ll c_s \approx 3 \cdot 10^7$ см/с.

Обсуждение и выводы

Наш пример с моделью атмосферы [7] можно привлекать для объяснения джоулевой диссипации не только в открытых магнитных трубках, но и в корональных магнитных петлях с высотой, меньшей высоты приведённой атмосферы, $H \approx 4,24 \cdot 10^3 T \approx 4 \cdot 10^9$ см. Для открытых трубок – спикул II типа – кандидатов на нагрев солнечной короны, максимум сопротивления Каулинга в переходной области означает благоприятные условия для нагрева спикул.

Коэффициент $K_{cow} \sim B_\phi^2 \sim I^2/c^2 r^2$ возрастает с уменьшением толщины магнитной трубки. Например, для $r = 10^7$ см при токе $I \approx 3 \cdot 10^{10}$ А превышение сопротивления Каулинга над классическим $K_{cow} \approx 5,7 \cdot 10^6$, а $K_{cow} = 1$ уже при токе $I \approx 1,3 \cdot 10^7$ А. Филаментация токонесущих магнитных трубок увеличивает мощность энерговыделения, $K_{cow} I^2 \sim I^4$.

Сформулируем основные выводы.

- В верхней фотосфере и хромосфере диссипация продольных токов в магнитных трубках определяется сопротивлением Каулинга. Однако в нижней фотосфере при токах $I < 10^{11}$ А преобладает сопротивление Спитцера.

- В корональной части трубок с относительной долей нейтралов $F \sim 10^{-7}$ скорость джоулевой диссипации по Каулингу, сравнивается со спитцеровской уже при токах $I \approx 10^8$ А.

- Филаментация магнитных трубок приводит к росту энерговыделения.

- Даже при токе $I \geq 10^{12}$ А скорость относительного движения ионов и электронов в токе значительно ниже скорости ионного звука, что подвергает сомнению существование аномального сопротивления в магнитных трубках.

Работа поддержана грантами РФФИ № 20-12-00268, № 22-12-00308 и РФФИ № 20-02-00108а.

Литература

1. *Sen H.K., White M.L.* // Solar Phys. 1972. V. 23. P.146. 10.1007/BF00153898
2. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V.* // Solar Phys. 1992. V.139. P.363. 10.1007/BF00159158
3. *Yalim M.S., Prasad A., Pogorelov N.V. et al.* // ApJ. Let. 2020. V. 899. P. L4. 10.3847/2041-8213/aba69a
4. *Louis R.E., Prasad A., Beck C. et al.* // Astron. Astrophys. 2021. V. 652. P. L4, 10.1051/0004-6361/202141456
5. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V.* // Geomag. Aeronomy. 2021. V. 61. P. 917. 10.1134/S0016793221070252
6. *Степанов А.В., Зайцев В.В.* // Магнитосферы активных областей Солнца и звёзд. – М.: Физматлит. 2018.
7. *Avrett E.H., Loeser R.* // ApJ. Suppl. 2008. V. 175. P. 229. 10.1086/523671
8. *Verner D.A., Ferland G.J.* // ApJ. Suppl. 1996. V. 103. P. 467. 10.1086/192284

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА УДВОЕННОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ В МАГНИТОСФЕРЕ ЭКЗОПЛАНЕТЫ HD189733b

Зайцев В.В.¹, Шапошников В.Е.¹, Ходаченко М.Л.², Руменских М.С.³

¹*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

²*Институт космической физики Австрийской академии наук, Грац, Австрия*

³*Институт лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия*

ON THE EFFICIENCY OF RADIO EMISSION AT DOUBLE PLASMA FREQUENCY IN THE MAGNETOSPHERE OF EXOPLANET HD189733b

Zaitsev V.V.¹, Shaposhnikov V.E.¹, Khodachenko M.L.², Rumenskikh M.S.³

¹*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Institute for Space Physics of the Austrian Academy of Sciences, Graz, Austria*

³*Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia*

On exoplanets with a weak magnetic field, instead of an electron cyclotron maser, the so-called plasma maser can be effectively implemented, which involves the generation of plasma waves by energetic electrons and their transformation into radio emission at a plasma frequency or at a double plasma frequency. At the plasma frequency, under certain conditions, a maser effect occurs, which manifests itself in an exponential increase in the intensity of radio emission with an increase in the energy of plasma waves. In the present work, Raman scattering of excited plasma waves with the formation of an electromagnetic wave at a doubled plasma frequency in the plasmasphere of the HD189733b exoplanet, for which the three-dimensional structure of the plasma shell has been studied, is studied. In this case, the radio emission of the second harmonic can provide information about the properties of the exoplanet's plasmasphere at sufficiently large distances that are inaccessible during observations at the fundamental frequencies of the plasma frequency.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-115-118

1. Введение

Радиоизлучение экзопланет, т.е. планет, находящихся за пределами Солнечной системы, представляет собой важный канал информации о свойствах плазмосфер указанных объектов, включая информацию о концентрациях плазмы и энергичных частиц, магнитных полях, а также протяженности плазменных оболочек экзопланет. При этом по аналогии с радиоизлучением ряда планет Солнечной системы обычно рассматривается механизм электронного циклотронного мазера, который «работает» при условии, когда гирочастота электронов в источнике радиоизлучения значительно превышает плазменную частоту. Если это условие не выполняется, как, например, для экзопланет HD 209458b и HD 189733b, то механизм электронного циклотронного мазера неэффективен [1]. В работе [2] мы по-

казали, что на экзопланетах со слабым магнитным полем может эффективно реализоваться так называемый плазменный мазер, предполагающий генерацию плазменных волн энергичными электронами в источнике и их трансформацию в радиоизлучение на плазменной. На плазменной частоте при определенных условиях возникает мазер-эффект, проявляющийся в экспоненциальном росте интенсивности радиоизлучения с ростом энергии плазменных волн. В настоящей работе будет изучено комбинационное рассеяние («слияние») возбужденных плазменных волн с образованием электромагнитной волны на удвоенной плазменной частоте в плазмосфере экзопланеты HD189733b, для которой в настоящее время построены трехмерные модели плазменной оболочки с учетом ее взаимодействия со звездным ветром материнской звезды [3]. Хотя в случае комбинационного рассеяния отсутствует мазер-эффект вследствие распада электромагнитной волны на две плазменные при больших интенсивностях радиоизлучения, тем не менее, на второй гармонике существенно уменьшается столкновительное поглощение излучения и уменьшается требование на величину яркостной температуры в источнике, обеспечивающей наблюдаемый поток радиоизлучения на данной частоте.

2. Генерация радиоизлучения на удвоенной плазменной частоте

При наличии в плазмосфере экзопланеты кроме основной плазмы с концентрацией n популяции энергичных электронов с концентрацией $n_1 \ll n$ и неравновесной функцией распределения по скоростям возбуждаются плазменные (ленгмюровские) волны с частотой $\omega_p^2 = \omega_L^2 + 3k^2 v_T^2$, где ω_L – ленгмюровская частота, k – волновой вектор плазменных волн, v_T – тепловая скорость электронов основной плазмы. В результате комбинационного рассеяния плазменных волн генерируется излучение на удвоенной плазменной частоте $\omega_t(\mathbf{k}_t) = \omega_p^1(\mathbf{k}_1) + \omega_p^2(\mathbf{k}_2) \approx 2\omega_p$, $\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_t$, где частота электромагнитной волны связана с волновым вектором соотношением $\omega_t^2 = \omega_L^2 + k_t^2 c^2$, $k_t = \frac{\omega_t}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_L^2}{\omega_t^2}}$. Уравнение переноса для яркостной температуры излучения T_b , для процесса комбинационного рассеяния в случае изотропного спектра плазменных волн имеет вид [4]

$$\frac{dT_b}{dt} = a - (\mu_N + \mu_c)T_b, \quad a \approx \frac{(2\pi)^5}{15\sqrt{3}} \frac{c^3}{\omega_L^2 \langle v_{ph} \rangle} \frac{w^2}{\xi^2} nT, \quad \mu_N \approx \frac{(2\pi)^2}{5\sqrt{3}} \frac{\omega_L}{\langle v_{ph} \rangle} \frac{w}{\xi}, \quad \mu_c = \frac{2v_{ei}}{c\sqrt{3}} \quad (1)$$

Здесь a – коэффициент излучения электромагнитных волн, $\langle v_{ph} \rangle = \omega_p / \langle k \rangle$ – средняя фазовая скорость плазменных волн, $w = W_p / nk_B T$ – отношение плотности энергии плазменных волн W_p к плотности тепловой энергии плазмы, n и T – соответственно, концентрация и температура основной

плазмы. Коэффициенты μ_c , μ_N характеризуют поглощение излучения на второй гармонике за счет электронно-ионных столкновений с частотой ν_{ei} и распада электромагнитной волны на две плазменные, соответственно. Параметр ξ характеризует спектральный объем плазменных волн, $(\Delta \mathbf{k})^3 = \xi \omega_L^3 / c^3$. Наличие даже относительно слабого магнитного поля в плазмосфере планеты приводит к естественной анизотропии функции распределения энергичных электронов, обусловленной существованием «конуса потерь» и соответствующим дефицитом частиц с относительно малыми поперечными по отношению к магнитному полю скоростями. Анализ спектрального объема возбуждаемых плазменных волн в случае конусной неустойчивости дает следующие значения параметра $\xi \approx 10 \div 10^2$ в интервале фазовых скоростей $\langle v_{ph} \rangle = (1 \div 0,5)c$, соответственно.

3. Яркостная температура и поток радиоизлучения на удвоенной плазменной частоте

Решение уравнения переноса (1) имеет вид

$$T_b = \frac{a}{\mu_c + \mu_N} [1 - \exp(-\tau_c - \tau_N)] \exp(-\tau_{ext}). \quad (2)$$

Здесь τ_c и τ_N относятся к поглощению электромагнитной волны в области трансформации на масштабе длины усиления L плазменной волны фиксированной частоты ω_p при реализации конусной неустойчивости в неоднородной плазмосфере экзопланеты, а τ_{ext} характеризует поглощение при распространении от области трансформации до наблюдателя. На рис. 1 приведены распределения концентрации плазмы n и температуры T в плазмосфере планеты для трехмерной модели взаимодействия экзопланеты HD189733b с солнечным ветром материнской звезды [3]. Для указанного распределения получаем следующие оценки оптических толщин в области трансформации: $\tau_c = \mu_c L \approx 0,5 \div 0,9$, $\tau_N = \mu_N L \approx (0,15 \div 3) \times 10^3 w$ в зависимости от расстояния этой области до планеты R/R_p , где R_p – радиус экзопланеты. Из приведенных оценок следует, что для $w > 10^{-3}$ вместо (2) получаем $T_b \approx \left(\frac{a}{\mu_N}\right) \exp(-\tau_{ext})$.

Поток радиоизлучения на уровне Земли равен $F = (k_B T_b / \lambda^2) (S / R_E^2)$. Здесь k_B – постоянная Больцмана, $\lambda = \frac{\pi c}{\omega_L}$ – длина волны излучения на удвоенной плазменной частоте, $S = 2\pi R^2$ – максимальная площадь источника радиоизлучения в плазмосфере на расстоянии R , соответствующем плазменной частоте ω_L , R_E – расстояние от экзопланеты HD189733b до Земли. На рис. 2 приведены потоки на уровне Земли для плотности энергии плазменных волн $W_p / nk_B T = 10^{-3}$. В качестве промера для частот $f_t = 20$ МГц; 14,3 МГц; 3,6 МГц соответствующих расстояниям $\frac{R}{R_p} =$

9; 10; 15, получаем следующие значения потоков радиационного излучения на уровне Земли: $F = 2 \times 10^{-3}$ Ян; 3,5 Ян; 31 Ян.

Из оценок следует, что поток радиационного излучения резко возрастает приблизительно на четыре порядка от нескольких миллионских на частоте 20 МГц до нескольких десятков янских на частоте ≈ 4 МГц. Это означает, что

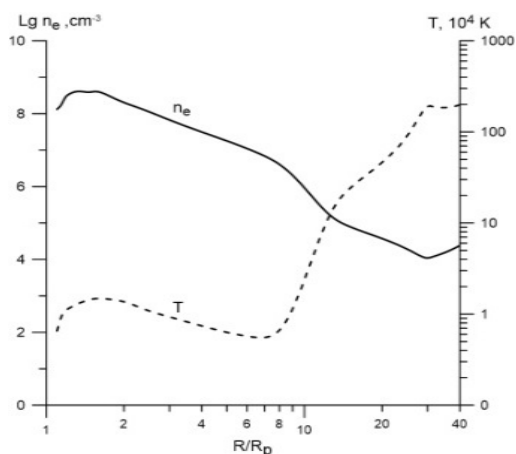


Рис. 1.

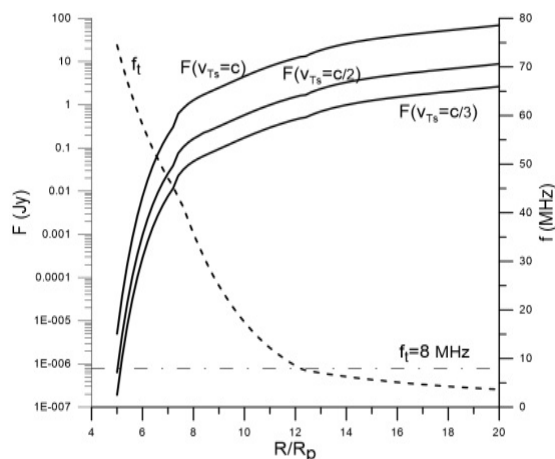


Рис. 2.

наиболее перспективный диапазон для возможности обнаружения радиационного излучения второй гармоники для экзопланеты HD189733b – декаметровый диапазон вблизи частоты отсечки земной ионосферы. При этом радиационное излучение второй гармоники может дать информацию о свойствах плазмосферы экзопланеты на достаточно больших расстояниях, недоступных при наблюдениях на частотах основного тона плазменной частоты. Открытым пока остается вопрос о происхождении энергичных частиц в плазмосфере экзопланеты.

Работа поддержана Министерством науки и высоких технологий РФ (Соглашение 075-15-2020-780).

Литература

1. Weber C., Lammer H., Sheikhislamov I.F., et al. // MNRAS, 2017, 469, 3505 – 3517. DOI: 10.1093/mnras/stx1099
2. Zaitsev V.V., Shaposhnikov V.E. // MNRAS, 2022, 513, 4082- 4089, <https://doi.org/10.1093/mnras/stac1140>
3. Rumenskikh M.S., Shaikhislamov I.F., Khidachenko M.L., et al. // ApJ, 2022, 927:238 (13 pp.), <https://doi.org/10.3847/1538-4357/ac441d>).
4. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: «Наука», 1977, с. 418.

ПРЕДВСПЫШЕЧНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ С ИСТОЧНИКАМИ ВНЕ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ОСНОВНОЙ ВСПЫШКИ

**Зимовец И.В.¹, Шарыкин И.Н.¹, Кальтман Т.И.²,
Ступишин А.Г.³, Низамов Б.А.⁴**

¹*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

²*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

⁴*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ,
Москва, Россия*

PREFLARE PULSATIONS WITH SOURCES OUTSIDE OF THE MAIN FLARE'S ACTIVE REGION

**Zimovets I.V.¹, Sharykin I.N.¹, Kaltman T.I.²,
Stupishin A.G.³, Nizamov B.A.⁴**

¹*Space Research Institute RAS, Moscow, Russia*

²*Special Astrophysical Observatory RAS, St. Petersburg, Russia*

³*Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

⁴*Sternberg Astronomical Institute, Moscow University, Moscow, Russia*

We present an analysis of a solar event in which, according to RHESSI data, the sources of preflare X-ray pulsations (with a period of $P = 1.5 \pm 0.1$ min) that began at $\sim 18:02$ UT were located in active region (AR) 11885 in the western solar hemisphere, and the sources of the main M1.0 flare SOL2013-11-05T18:08 were in AR 11890 in the eastern hemisphere. According to the SDO/AIA data in the EUV range, the sources of pulsations were located at the base of coronal jets that were flowing out at velocities of ~ 150 – 850 km/s. The distance between ARs 11885 and 11890 was $\sim 1.4R_s$. It would take ~ 30 – 170 min for the jet plasma to reach AR 11890, which is much longer than the time between the onset of pulsations (jets) and the flare (~ 6 min), moreover, the jets flowed in the opposite direction relatively to the flare AR. No loops connecting ARs 11885 and 11890 were observed in the corona. Moreover, no connection of these ARs by potential magnetic field lines was found. Consequently, the jets (and associated pulsations) could not be the trigger for the flare. Thus, this is a striking example of an event in which there was no physical connection between the preflare pulsations (and jets) and the flare that follow them. This event demonstrates the importance of spatially resolved observations in the study of solar pulsations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-119-122

В потоках солнечного радио и рентгеновского излучения перед частью вспышек обнаруживаются пульсации [1–3]. Важность изучения пульсаций связана с потенциальной возможностью их использования для прогнозирования вспышек и сейсмологической диагностики плазмы активных областей (АО). В [4] показано, что перед 26–46% “изолированных” вспышек в интегральном потоке рентгеновского излучения Солнца присутствуют пульсации с периодами ~ 1 – 50 мин. В [5] показано, что такие события разделяются на два типа. В событиях типа I источники пульсаций и основной вспышки находятся в одной АО, а в событиях типа II – в разных АО.

Здесь мы рассматриваем событие II типа – вспышку M1.0 SOL2013-11-05T18:08, перед которой (в $\sim 18:02-18:08$ UT) в рентгеновском диапазоне наблюдалась серия из как минимум $N=4$ пульсаций с периодом $P=1.5 \pm 0.1$ мин. Пульсации наблюдались в данных RHESSI [6], Fermi/GBM [7], GOES/XRS (рис. 1) в диапазоне энергий до ~ 25 кэВ. Также пульсации наблюдались во временном профиле температуры плазмы, $T(t)$, построенном по данным двух каналов GOES/XRS [8] (рис. 1d).

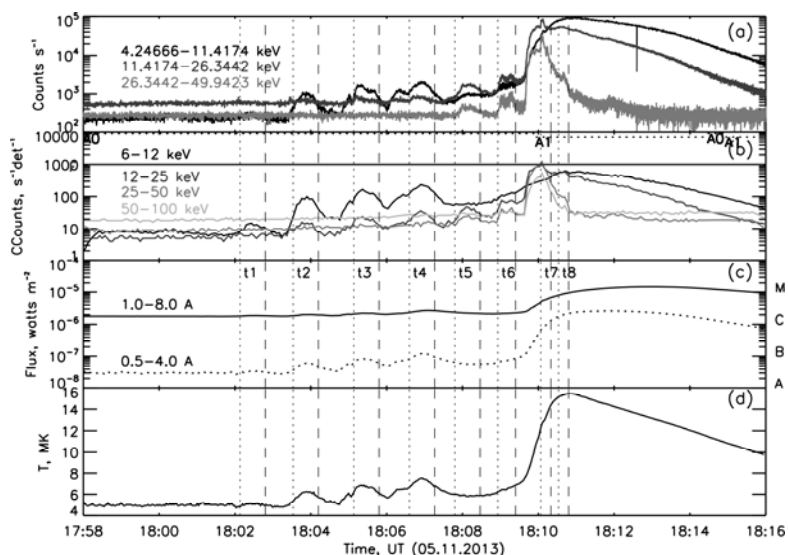


Рис. 1. Временные профили темпов счета Fermi/GBM (a), RHESSI (b), потоков рентгеновского излучения по данным GOES/XRS (c), температуры излучающей плазмы $T(t)$ по данным GOES/XRS (d). Начало и конец временных интервалов $t1-t8$, для которых строились изображения по данным RHESSI (см. рис. 2–4), показаны вертикальными пунктирными и штриховыми прямыми линиями, соответственно.

Из рис. 2 видно, что источники 6–12 кэВ первых четырех предвспышечных пульсаций (интервалы $t1-t4$) находились в АО 11885 в западной полусфере. В интервале $t5$ одновременно наблюдаются два источника – один в АО 11885, другой в АО 11890, где произошла основная вспышка. В интервалах $t6-t8$ остаются только рентгеновские источники во вспышечной АО 11890 в восточной полусфере. Расстояние (по прямой) между АО 11890 и 11885 составляло $D \sim 1.4R_S$.

Рис. 3 показывает, что источники 6–12 кэВ предвспышечных пульсаций ($t1-t5$) имели компактный размер ($L \sim 17.3'' \sim 12.6$ Мм), располагались примерно в одном месте в АО 11885 и были связаны с возникновением уярчения в ЭУФ диапазоне сначала в виде компактной каспообразной структуры (рис. 3a,b), которая затем вытянулась в юго-западном направлении в виде плазменных струй или джетов (рис. 3c-h). Используя методику из [9], получена оценка скорости плазмы в струях: $v \sim 150-850$ км/с.

Рис. 4 показывает, что источники 6–12 кэВ прекурсоров вспышки (в $t5, t6$) располагались в АО 11890 в окрестности вершины появившейся на изображениях SDO/AIA [10] петли (рис. 4e,f), а вспышечные источники (в

t7, t8) располагались в той же области, но ближе к южному основанию вспыхивающих петель, яркость (и видимая толщина) которых увеличилась относительно времени прекурсоров t5-t6 (рис. 4g,h).

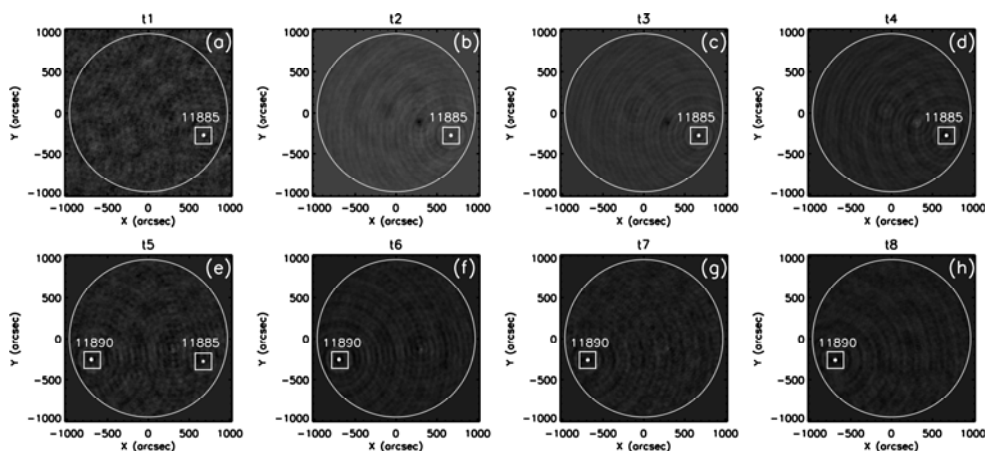


Рис. 2. Расположение рентгеновских источников 6–12 кэВ по данным RHESSI (Clean) на диске Солнца (белая окружность) в интервалах времени t1-t8, показанных на рис. 1.

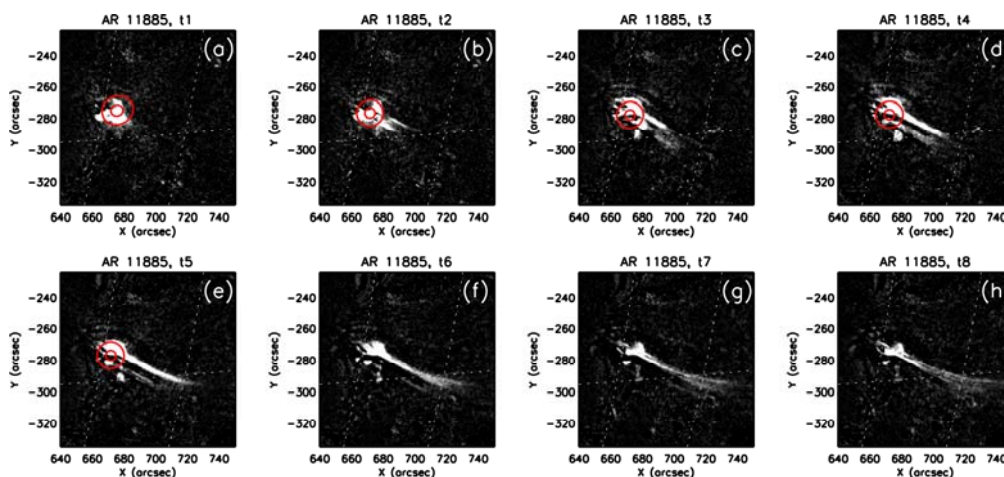


Рис. 3. Разностные изображения в канале SDO/AIA 131 Å участка АО 11885, где наблюдались источники рентгеновских пульсаций по данным RHESSI (6–12 кэВ, Clean, красные изоконтурные на уровнях 50% и 90% от максимума). Интервалы времени синтеза рентгеновских изображений соответствуют интервалам t1-t8, показанным на рис. 1. Времена изображений SDO/AIA примерно соответствуют серединам интервалов t1-t8.

Основной вывод работы: струи и связанные с ними пульсации в АО 11885 не могли быть триггером вспышки в АО 11890, т.е. пульсации/струи и вспышка были причинно-несвязанными событиями. Аргументы:

- 1) Струи в АО 11885 были направлены не в сторону АО 11890;
- 2) Время, за которое плазма в струях могла бы достичь АО 11890 $dt \sim (\pi D/2)/v \sim 30-170$ мин намного больше времени между началом струй/пульсаций и началом вспышки (~ 6 мин);
- 3) На изображениях Солнца в мягком рентгене и ЭУФ не видно корональных петель, которые бы соединяли АО 11890 и 11885 (рис. 5a,b);

- 4) Нет соединения этих АО силовыми линиями магнитного поля, экстраполированного в корону в потенциальном приближении в модели PFSS [11] (рис. 5с).

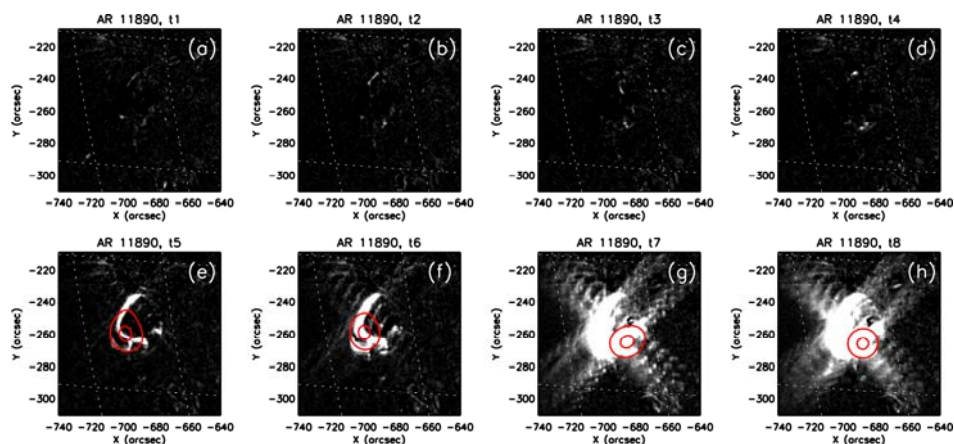


Рис. 4. То же, что на рис.3, но для АО 11890, где наблюдались источники вспышки M1.0.

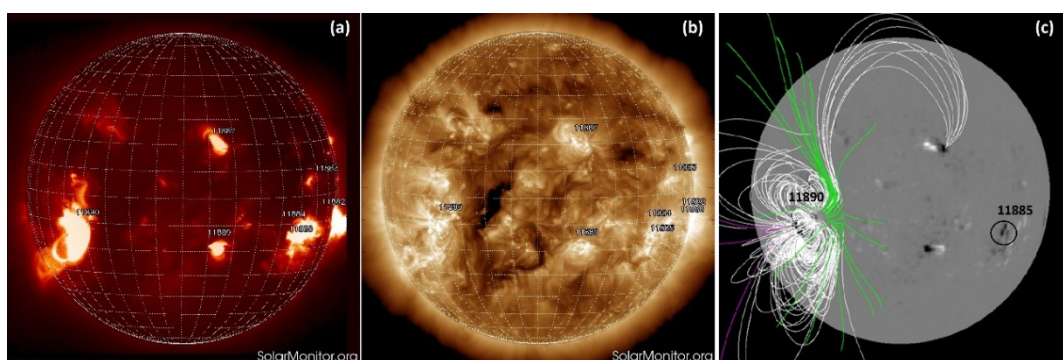


Рис. 5. Изображения Солнца 05.11.2013 г. в мягком рентгене по данным Hinode/XRT [12] (a) и в канале 193 Å SDO/AIA (b). На (c) фотосферная магнитограмма и 300 силовых линий потенциального поля, испущенных из АО 11890, где произошла вспышка M1.0.

Исследование выполнено за счет гранта РФФИ (проект № 20-72-10158).

Литература

1. Durasova M.S. et al. // Nature, 1971, V. 229, № 3, pp. 82-84.
2. Zhdanov A.A., Charikov Yu.E. // Sov. Astron. Lett., 1985, V. 11, № 2, pp. 88-90.
3. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomagn. Aeron., 2020, V. 60, № 7, pp. 846-852.
4. Tan B. et al. // Astrophys. J., 2016, 833:206 (6pp)
5. Зимовец И.В. и др. // Геомагн. Аэрон., 2022, т. 62, №4, с. 436-455.
6. Lin R.P. et al. // Solar Phys., 2002, V. 210, pp. 3-32.
7. Meegan C. et al. // Astrophys. J., 2009, V. 702, pp. 791-804.
8. White S.M. et al. // Solar Phys., 2005, V. 227, pp. 231-248.
9. Stupishin A.G. et al. // Geomagn. Aeron., 2021, V. 61, pp. 1108-1115.
10. Lemen J.R. et al. // Solar Phys., 2012, V. 275, pp. 17-40.
11. Schrijver C.J., DeRosa M.L. // Solar Phys., 2003, V. 212, pp. 165-200.
12. Golub L. et al. // Solar Phys., 2007, V. 243, pp. 63-86.

РЕВИЗИЯ СОЛНЕЧНЫХ ДАННЫХ АРХИВОВ ГЕОРГА КРИСТОФА ЭЙМАРТА

Золотова Н.В.¹, Вохмянин М.В.¹, Арльт Р.²

¹*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

²*Потсдамский астрофизический институт, Потсдам, Германия*

SOLAR DATA REVISION OF THE ARCHIVES OF GEORG CHRISTOPH EIMMART

Zolotova N.V.¹, Vokhmyanin M.V.¹, Arlt R.²

¹*Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia*

²*Leibniz Institute for Astrophysics Potsdam, Potsdam, Germany*

The archival materials of the Georg Christoph Eimmart observatory (Nuremberg, Germany), now stored in the funds of the National Library of Russia are the second largest data bank of astronomical observations of the Maunder minimum period after the archives of the Paris observatory. Recent work by Hayakawa, Kuroyanagi, Carrasco et al. (2021) and Hayakawa, Iju, Kuroyanagi et al. (2021) analyzed text records of observations and drawings of the solar disk and calculated the sunspot group numbers and their latitudes. In this paper, we have revised the Eimmart archive restoring the number of sunspots, their areas and helio-coordinates. We also compared the obtained results with the observations by Kirch and Sporer's catalog. Estimates of the uncertainties in the position of spots are given.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-123-126

Введение

В последние годы заметно возрос интерес к анализу исторических данных о наблюдении солнечных явлений [1–4] и явлений космической погоды [5, 6]. Накопленный банк параметров солнечной активности пока не позволяет выдвинуть единой точки зрения об эволюции магнитных полей Солнца периода минимума Маундера [7]. Данные архивов Парижской обсерватории еще не пересмотрены и представлены только в виде данных о широтах групп пятен [8–10] и числе групп [11].

Архив Георга Кристофа Эймарта является вторыми по значимости в период минимума Маундера, содержит переписку с деятелями науки, искусства и политики в период 1583–1723 гг. 59 томов архива [12] хранятся в фонде Российской национальной библиотеки, г. Санкт-Петербург (<https://nlr.ru>).

В недавних работах [13, 14] были рассмотрены наблюдения трех из семи астрономов, чьи наблюдения входят в архив. Были извлечены число групп и их широты. Для наблюдений Иоганна Мюллера 1719–1720 гг. были также определены долготы групп пятен, но без учета эфемерид Солнца, а именно без учета нулевой долготы L_0 .

В нашей работе мы представляем результаты извлечения широт, долгот и площадей каждого солнечного пятна и групп пятен для всех семи наблюдателей: Петруса Саксония (1616 г.), Иоганна Вурцельбауэра (1684 г.), Георга Эймарта (1684 г.), Иоганна Хоффмана (1703 г.), Марии Эймарт (1703 г.), Юстачио Манфреди (1703 г.) и Иоганна Мюллера (1705–1709, 1719–1720 гг.). Ниже мы рассмотрим пример реконструкции солнечного наблюдения Георга Эймарта и сравним результаты с данными других наблюдателей.

Результаты анализа

Для восстановления гелиокоординат солнечных пятен нами были разработаны два метода [15]. Метод I для восстановления ориентации гелиокоординатной сетки использует время, указанное наблюдателем. Тонкая подстройка ориентации осуществляется в окне ± 30 минут, в котором минимизируется разброс пятен по широте, при их движении по диску Солнца. Метод II используется, если не указано время наблюдения или дисперсия пятен по широте значительная. Данный метод минимизирует кумулятивную широтную дисперсию групп пятен. На рисунке 1 приведен пример работы двух методов для серии наблюдений Георга Эймарта [16] с 2 по 8 июля 1684.

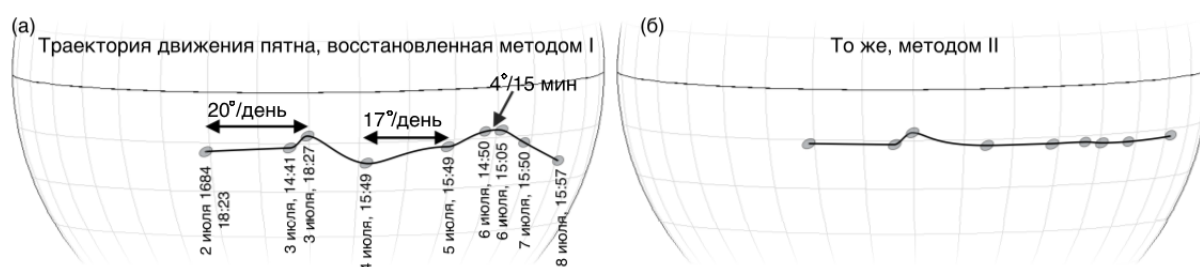


Рис. 1. (а) Восстановленная траектория движения пятна методом I. Время наблюдения указано в UT формате; (б) траектория, восстановлена методом II.

Долготные смещения пятна (рисунок 1а) с 2 по 3, с 4 по 5 и 6 июля превышают синодическую скорость вращения ($\sim 13^\circ/\text{день}$ для 10° широты). Средняя ошибка зарисовки по широте и долготе составляет порядка $3\text{--}4^\circ$. Метод II дает среднюю широту пятна -11° (рисунок 1б). Вечернее наблюдение 3 июля немного выбивается, так как пятно зарисовано ближе всех к центру диска и никакой поворот изображения не может компенсировать широтную дисперсию. Средняя долгота пятна 280° . Площадь пятна порядка $200\text{--}250$ м.д.п.

Интересно сравнить данное наблюдение с сообщениями других астрономов. Шперер [8] утверждает, что Готфрид Кирх наблюдал это пятно в течение 4 оборотов с 26 апреля по 17 июля 1684 г. Однако в письме Смюэлю Деффе Кирх [17] пишет про наблюдение третьего прохождения этого

пятна по диску Солнца и предполагает, что оно может появиться и на следующем обороте.

Со ссылкой на Кассини Шперер [8] указывает, что 5–17 мая 1684 г. широта пятна была -11° . По зарисовкам Иле и Кирха широта пятна порядка -20° [18] и долгота $\sim 40^\circ$. Второе прохождение пятна по диску Солнца было зарисовано Иоганном Вурцельбауэром, широта -9° и долгота 260° – 280° 11 и 12 июня 1684 г. Таким образом, можно заключить, что майская группа пятен, наблюдавшаяся Иле и Кирхом, и июньская, наблюдавшаяся Вурцельбауэром являются разными объектами. Третье наблюдение представлено на рисунке 1, долгота и широта совпадает с гелиокоординатами, вычисленными для зарисовки Вурцельбауэра. Наконец, о четвертом прохождении пятна в конце июля 1684 г. известно из наблюдений Кассини [8], широта пятна -9° . Учитывая небольшую площадь пятна, маловероятно, что такой небольшой объект мог прожить три оборота Солнца. Возможно, близкие значения широт и долгот указывают на появление групп пятен на активной долготе.

Выводы

В данной работе мы представили результаты реконструкции параметров солнечной активности по зарисовкам архива наблюдений Георга Кристофа Эймарта, Нюрнберг, Германия. Гелиокоординаты каждого пятна были определены двумя методами, основанными на времени наблюдения (метод I) и на минимизации разброса пятен по широтам (метод II). Оба метода дают близкие результаты.

Проанализировано наблюдение пятна Георгом Эймартом 2–8 июля 1684 г. Показано, что долгота и широта объекта совпадают с данными, извлеченными из наблюдений Вурцельбауэра (11–12 июня) и Кассини (5–17 мая и 26–28 июля), однако отличаются от координат пятна, наблюдавшегося Иле и Кирхом 6 мая 1684 г.

Литература

1. Arlt, R., Vaquero, J.M, Historical sunspot records // *Living Reviews in Solar Phys.*, v. 17, Issue 1, article id.1, 2020.
2. Carrasco, V.M.S., Hayakawa, H., Kuroyanagi, C., et al. Strong evidence of low levels of solar activity during the Maunder minimum // *MNRAS*, v. 504, pp. 5199-5204, 2021.
3. Tlatova, K.A., Vasil'eva, V.V., Skorbezh, N.N., et al. Reconstruction of centennial series of solar activity // *Geomag. Aeron.*, v. 58, pp. 1021-1028, 2018.
4. Wang, H., Li, H., Rediscovery of 23 historical records of naked-eye sunspot observations on AD 1618 // *Solar Physics*, v. 297:127, 2022.
5. Hayakawa, H., Tamazawa, H., Ebihara, Y., et al., Records of sunspots and aurora candidates in the Chinese official histories of the Yuan and Ming dynasties during 1261 – 1644 // *Publ. Astron. Soc. Japan* 69(4), 65, 2017.
6. Lockwood, M., Owens, V.J., Barnard, L.A., et al., Application of historic datasets to understanding open solar flux and the 20th-century grand solar maximum. 1. Geomagnetic, ionospheric, and sunspot observations // *Front. Astron. Space Sci.*, 9:969775, 2022.

7. Munoz-Jaramillo, A., Vaquero, J.M., Visualization of the challenges and limitations of the long-term sunspot number record // *Nature Astronomy*, v. 3, 205, 2019.
8. Spoerer, G., Ueber die periodicitat der sonnenflecken seit dem Jahre 1618... // *Nova Acta Band LIII* (2), 1889.
9. Ribes, J.C., Nesme-Ribes, E., The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715 // *Astron. Astrophys.*, v. 276, pp. 549-563, 1993.
10. Vaquero, J.M., Nogales, J.M., Sanchez-Bajo, F., Sunspot latitudes during the Maunder Minimum: A machine-readable catalogue from previous studies // *Adv. Space Res.* 55(6), 1546, 2015.
11. Hoyt, D.V., Schatten, K.H., Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction // *Solar Phys.*, v. 181, Issue 2, p. 491-512, 1998.
12. Эймарта, Г.Х., Архив Эймарта, фонд 998, Российская национальная библиотека.
13. Hayakawa, H., Kuroyanagi, C., Carrasco, V.M.S., et al., Sunspot Observations at the Eimmart Observatory and in Its Neighborhood during the Late Maunder Minimum (1681-1718) // *Astrophys. J.*, v. 909, Issue 2, id.166, 2021.
14. Hayakawa, H., Iju, T., Kuroyanagi, Ch., et al., Johann Christoph Muller's sunspot observations in 1719–1720: snapshots of the immediate aftermath of the Maunder minimum // *Solar Phys.*, v. 296:154, 2021.
15. Vokhmyanin, M., Arlt, R., Zolotova, N., Sunspot Positions and Areas from Observations by Thomas Hariot // *Solar Phys.*, v. 295:39, 2020.
16. Eimmart, G.C., Sunspot observations. Eimmart's archive, fond 998 of the Manuscript Department of the National Library of Russia, v. 16, pp. 1–71, 1684.
17. Herbst, K.-D., Die Korrespondenz des Astronomen und Kalendermachers Gottfried Kirch, IKS Garamond, 2006
18. Neuhauser, R., Arlt, R., Richter, S., Reconstructed sunspot positions in the Maunder minimum based on the correspondence of Gottfried Kirch // *Astronomische Nachrichten*, v. 339, Issue 4, pp. 219-267, 2018.

СВЯЗИ МЕЖДУ СМЕЖНЫМИ 11-ЛЕТНИМИ СОЛНЕЧНЫМИ ЦИКЛАМИ И ИХ ВЗАИМНАЯ ОБУСЛОВЛЕННОСТЬ

Иванов В.Г.¹, Наговицын Ю.А.^{1,2}

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

LINKS BETWEEN ADJACENT 11-YEAR SOLAR CYCLES AND THEIR MUTUAL CONDITIONING

Ivanov V.G.¹, Nagovitsyn Yu.A.^{1,2}

¹The Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

²Saint Petersburg State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

There are statistical relations between neighboring 11-year solar cycles that make it possible to predict the upcoming cycle from characteristics of the current one. These characteristics include the length of the current cycle (from minimum to minimum), which anticorrelates with the amplitude of the next one with the correlation coefficient $r \approx -0.7$ ('the length-amplitude rule', or LAR), and activity at certain moments of the descending phase of the cycle — about 3 years before its minimum ('the rule of the 3rd year', or R3) or 7 years before the next maximum ('the rule of the 7th year', or R7) — both of which correlate with the amplitude of the next cycle with $r > +0.8$.

In this paper we analyze the mutual conditionality of these rules and their links to the Waldmeier rule (WR). We show that R3 and R7 can be considered as secondary effects that are consequences of LAR and WR.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-127-130

11-летняя цикличность солнечной активности представляет собой ко-процесс, в котором последовательно сменяют друг друга тороидальные и полоидальные солнечные магнитные поля. Естественное следствие этого — наличие связей между характеристиками этих полей и, следовательно, характеристиками смежных циклов. Так, известна антикорреляция между длиной данного цикла от минимума до минимума и амплитудой следующего («правило длина-амплитуда», ПДА) [1–5]. Амплитуда текущего цикла также хорошо коррелирует с уровнем активности в определённые моменты фазы спада предыдущего — примерно за 3 года до минимума [6, 7] («правило третьего года», ПЗ) или, при альтернативном выборе точки отсчёта, примерно за 7 лет до максимума [8] («правило седьмого года», П7). Можно предположить, что ПДА, ПЗ и П7 связаны между собой, и в данной работе мы анализируем эти связи.

В качестве индекса солнечной активности мы будем использовать усреднённые по 13 месяцев среднемесячные значения рекалиброванного ряда чисел Вольфа за 1749–2021 годы [9]. Введём для характерных пара-

метров этого ряда следующие обозначения: $t_m(k)$ – момент минимума цикла k -го, $t_M(k)$ – момент его максимума, $T_{mM}(k) = t_M(k) - t_m(k)$ – длина его восходящей фазы, $T_{mm}(k) = t_m(k+1) - t_m(k)$ – его полная длина от минимума до минимума, $SN_{m-\Delta}(k)$ – уровень активности в момент $t_m(k) - \Delta$, $SN_{M-\Delta}(k)$ – уровень активности в момент $t_M(k) - \Delta$, $SN_M(k)$ – уровень активности в максимуме k -го цикла (т.е. его амплитуда).

Коэффициент корреляции $r(SN_M(k), SN_{m-\Delta}(k))$ для ПЗ, достигает максимума при $\Delta = -3.33y$, а $r(SN_M(k), SN_{M-\Delta}(k))$ для П7 – при $\Delta = -6.83y$. Уравнения линейной регрессии и корреляции r для этих правил приведены в таблице 1. Нижняя строка в ней описывает известное «правило Вальдмайера» (ПВ) [10] — антикорреляцию между длиной фазы роста цикла и его амплитудой.

Таблица 1.

Правило	Уравнение регрессии	r
ПДА	$SN_{M,ПДА}(k) = 544.4 - 33.00 y^{-1} T_{mm}(k-1)$	$r_{ПДА} = -0.68$
ПЗ	$SN_{M,ПЗ}(k) = 62.42 + 1.503 SN_{m-3.33y}(k)$	$r_{ПЗ} = +0.83$
П7	$SN_{M,П7}(k) = 109.2 + 1.147 SN_{M-6.83y}(k)$	$r_{П7} = +0.87$
ПВ	$SN_{M,ПВ}(k) = 341.1 - 36.94 y^{-1} T_{mM}(k)$	$r_{ПВ} = -0.75$

Будем описывать форму циклов двухпараметрическими кривыми [11]

$$f(t; a, b) = a t^n \exp(-t/b), \quad (1)$$

при $n = 3$, которые достигают максимума $f_{max}(a, b) = a (3b/e)^3$ в момент $t_{max} = 3b$.

Аппроксимируя на каждом из отрезков времени $[t_m(k), t_m(k+1)]$ цикл k ряда SN функцией $f(t - t_m(k); a_k, b_k)$, можно с помощью МНК найти параметры аппроксимации a_k и b_k . Эти параметры связаны между собой нелинейной связью, которая линейризуется соотношением

$$1/b = 0.3106 + 0.1183 a^{1/3} \quad (r = 0.935) \quad (2)$$

Для изучения взаимной обусловленности описанных выше правил построим модельный синтетический ряд SS из $Q = 100$ квазиодинадцатилетних циклов, в котором соблюдаются ПВ и ПА следующим образом:

1) Сгенерируем ряд случайных амплитуд циклов $SS_M(k)$, $k = 1, \dots, N$, нормально распределённых с теми же параметрами, что и амплитуды наблюдаемого ряда SN: $N(178.7, 57.76)$ (здесь и далее запись $X \sim N(\mu, \sigma)$ означает нормальное распределение величины X со средним μ и среднеквадратичным отклонением σ).

2) Будем описывать форму каждого цикла функцией $f(t - t_k; a_k, b_k)$, где a_k и b_k – решения системы (см. (1) и (2))

$$SS_M(k) = a_k (3b_k/e)^3 + \delta_1,$$

$$1/b_k = 0.3106 + 0.1183 (a_k)^{1/3}.$$

3) Сдвиг $t_1 = 0$, а для $k > 1$ $t_k = t_{k-1} + T_{mm}(k-1)$ подбираются так, чтобы длина цикла $T_{mm}(k-1)$ определялась соотношением ПДА (см. таблицу 1):

$$SS_M(k) = 544.4 - 33.00 y^{-1} T_{mm}(k-1) + \delta_2.$$

4) Случайные величины $\delta_i \sim N(0, \sigma_i)$, введённые выше, описывают неточное соблюдение ПВ и ПДА, причём эти величины могут быть скоррелированы: $r(\delta_1, \delta_2) = r_{12}$.

Проверим, выполняются ли для модельных рядов ПЗ и П7. Для этого, задавшись параметрами модели σ_1, σ_2 и r_{12} , будем генерировать описанным способом $P = 100$ рядов, вычисляя для каждой корреляции и оптимальные сдвиги Δ , а затем их средние величины и стандартные ошибки по всем P рядам.

В первой строке таблицы 1 приведены коэффициенты корреляции для наблюдаемого ряда. Вторая строка («модель А») соответствует простейшему случаю точного выполнения ПВ и ПДА ($\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ и $r_{12} = 0$). Как мы видим, при этом корреляции $r_{ПЗ}$ и $r_{П7}$ весьма велики, то есть правила ПЗ и П7 воспроизводятся. Мы можем также построить модель, в которой выполняется лишь одно из двух правил. Так, если отключить ПДА и считать, что длины циклов $T_{mm}(k) \sim N(11.0y, 1.2y)$ (случайные величины, параметры распределения которых соответствуют их распределению в наблюдаемом ряде), мы получим модель А(ПВ), в которой корреляции для ПЗ и П7 малы. Если же отключить ПВ, считая, что $T_{mm}(k) \sim N(4.1y, 0.7y)$, мы получим модель А(ПДА), в которой корреляции для ПЗ и П7 несколько выше (около +0.5), но, тем не менее, заметно ниже, чем в ряде SN.

Таблица 2.

Ряд / модель	Параметры модели	$\zeta_{ПВ}$	$\zeta_{ПДА}$	$\zeta_{ПЗ}$	$\zeta_{П7}$
SN		-0.75	-0.68	+0.83 [$\Delta = -3.3y$]	+0.87 [$\Delta = -6.9y$]
А	$\sigma_1 = \sigma_2 = 0, r_{12} = 0$	-0.983±0.005	-0.9982±0.0003	+0.90±0.02 [$\Delta = -3.7 \pm 0.4y$]	+0.85±0.03 [$\Delta = -6.8 \pm 0.4y$]
А(ПВ)	$\sigma_1 = \sigma_2 = 0, r_{12} = 0$	-0.95±0.04	-0.03±0.1	+0.12±0.07 [$\Delta = -5 \pm 4y$]	+0.36±0.09 [$\Delta = -7.0 \pm 1.6y$]
А(ПДА)	$\sigma_1 = \sigma_2 = 0, r_{12} = 0$	-0.00±0.09	-0.98±0.08	+0.49±0.07 [$\Delta = -3.2 \pm 1.6y$]	+0.55±0.07 [$\Delta = -3.3 \pm 1.1y$]
Б(0)	$\sigma_1 = 48, \sigma_2 = 63, r_{12} = 0$	-0.73±0.07	-0.68±0.06	+0.53±0.07 [$\Delta = -3.4 \pm 0.8y$]	+0.65±0.05 [$\Delta = -6.8 \pm 0.7y$]
Б(0.6)	$\sigma_1 = 48, \sigma_2 = 63, r_{12} = +0.61$	-0.75±0.04	-0.66±0.06	+0.65±0.05 [$\Delta = -3.7 \pm 0.5y$]	+0.75±0.04 [$\Delta = -6.9 \pm 0.5y$]
Б(1)	$\sigma_1 = 48, \sigma_2 = 63, r_{12} = +1$	-0.75±0.04	-0.65±0.06	+0.83±0.03 [$\Delta = -3.8 \pm 0.3y$]	+0.84±0.03 [$\Delta = -6.8 \pm 0.4y$]
Б(-1)	$\sigma_1 = 48, \sigma_2 = 63, r_{12} = -1$	-0.68±0.14	-0.70±0.09	+0.46 ±0.08 [$\Delta = -3 \pm 1y$]	+0.57±0.06 [$\Delta = -6.4 \pm 0.9y$]

Следующая модель Б(0) создана для более реалистичного случая неточного выполнения ПВ и ПДА, причём σ_i подобраны так, чтобы корреляции $r_{ПВ}$ и $r_{ПДА}$ примерно соответствовали наблюдаемым. При этом корреляции $r_{ПЗ}$ и $r_{П7}$ достаточно велики, однако меньше наблюдаемых на две-три десятых. Для дальнейшего заметим, что в случае наблюдаемого ряда SN остаточные отклонения

$$\delta_{ПВ} = SN_M - SN_{M,ПВ}$$

и

$$\delta_{ПДА} = SN_M - SN_{M,ПДА}$$

скоррелированы: $r(\delta_{ПВ}, \delta_{ПДА}) = +0.61$. Положив в модельном ряде $r_{12} = 0.61$, мы получим модель Б(0.6), в которой $r_{ПЗ}$ и $r_{П7}$ на одну-две десятых ниже наблюдаемых. Если же считать, что $\delta_{ПВ}$ и $\delta_{ПДА}$ полностью скоррелированы ($r_{12} = +1$), мы получаем модель Б(1), для которой $r_{ПЗ}$, $r_{П7}$ и соответствующие оптимальные сдвиги Δ близки к наблюдаемым. Наконец, в последней модели Б(-1), с полной антикорреляцией отклонений ($r_{12} = -1$), выраженность правил ПЗ и П7 близка к случаю Б(0), когда этой корреляции нет вообще.

Итак, мы продемонстрировали, что ПЗ и П7 могут рассматриваться как вторичные эффекты, которые являются следствиями одновременного выполнения в ряде SN как ПДА, так и ПВ. При этом выраженность ПЗ и П7 повышается, если остаточные отклонения ПДА и ПВ скоррелированы, как это и имеет место в наблюдаемом ряде SN.

Данная работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (грант № 075-15-2020-780).

Литература

1. *Chernosky E.J.* // 1954, Publ. Astron. Soc. Pac., 1954, v. 392, pp. 241–247.
2. *Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J.* // Solar Phys., 1994, v. 151, pp. 177–190.
3. *Solanki S.K., Krivova N.A., Schüssler M., Fligge M.* // Astron. Astrophys., 2002, v. 396, pp. 1029–1035.
4. *Hathaway D.H.* // Living Rev. Solar Phys., 2015, v.12, pp. 4–87.
5. *Ivanov V.G.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2021, v. 61, No. 7, pp. 1029–1034.
6. *Cameron R., M. Schüssler M.* // The Astrophysical Journal, 2007, v. 659, pp. 801–811.
7. *Brajša R., Verbanac G., Bandić M., et al.* // Astron. Nachr., 2022, v. 343, No. 3, id. e13960.
8. *Слоним Ю.М.* // Солнечные данные, 1984, No. 5, сс.78–82.
9. *Clette F, Svalgaard L, Vaquero J.M., Cliver E.W.* // Space. Sci. Rev., 2014, v. 186, pp. 35–103; https://www.sidc.be/silso/DATA/SN_ms_tot_V2.0.txt
10. *Waldmeier M.* // Astron. Mitt. Eidgenössischen Sternwarte Zürich, 1935, v. 14, pp. 105–136.
11. *Stewart J.O., Panofsky A.A.* // Astrophysical Journal, 1938, v. 88, pp. 385–407.

**ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА СОЛНЦА
ПО НАБЛЮДЕНИЯМ ЗАТМЕНИЯ 10.06.2021 г.
В ДИАПАЗОНЕ ЛИНИИ ВОДЯНОГО ПАРА (1.35 см)**

Ильин Г.Н.¹, Быков В.Ю.¹, Петерова Н.Г.², Топчило Н.А.³

¹*Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

**BRIGHTNESS TEMPERATURE OF THE SUN
ACCORDING TO OBSERVATION OF ECLIPSE 10.06.2021
IN RANGE OF WATER VAPOR LINE (1.35 cm)**

Ilin G.N.¹, Bykov V.Yu.¹, Peterova N.G.², Topchilo N.A.³

¹*IAA RAS, St. Petersburg, Russia*

²*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

³*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

The study of solar microwave radiation by the method of observing solar eclipses is continued [Ivanov et al., 2021]. New results of processing complex observations of the solar eclipse of June 10, 2021, made for the first time at the Svetloe observatory together with the water vapor radiometer (WVR) and the RT-13 radio telescope, are presented. Assuming a uniform distribution of brightness, high-precision values of the effective brightness temperature of the radiation from the solar disk at frequencies of 20.7 and 31.4 GHz were obtained: $T_B(20.7) = 9060 \pm 380$ K, $T_B(31.4) = 8050 \pm 300$ K, respectively.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-131-134

Солнечные затмения, несмотря на длительную историю наблюдений, продолжают оставаться одним из важных инструментов исследования физики Солнца. В радиодиапазоне они позволяют решать главную проблему – недостаток углового разрешения. Благодаря более слабой, по сравнению с обычными радиотелескопами, зависимости разрешения от длины волны ($\sim \lambda^{-1/2}$), затмения позволяют эффективно выполнять наблюдения и с использованием антенн очень малых размеров. В докладе представлены результаты наблюдения солнечного затмения с помощью радиометра водяного пара (РВП) ИПА РАН.

В обычном режиме, РВП [Arsaev et al., 2017] предназначен для измерения поглощения космического излучения в земной атмосфере в диапазоне линии водяного пара (1,35 см) и направлен в зенит, но его последняя конструкция (РВП-4) имеет возможность наведения антенной системы в заданную точку небесной полусферы и автоматического сопровождения источника космического радиоизлучения (в частности Солнца). Наблюдения ведутся на двух частотах – $20,7 \pm 0,25$ ГГц (канал А) и $31,4 \pm 0,5$ ГГц (канал Б), расположенных с разных сторон от линии водяного пара.

На рис. 1 показан вид РВП и приведены его технические характеристики.

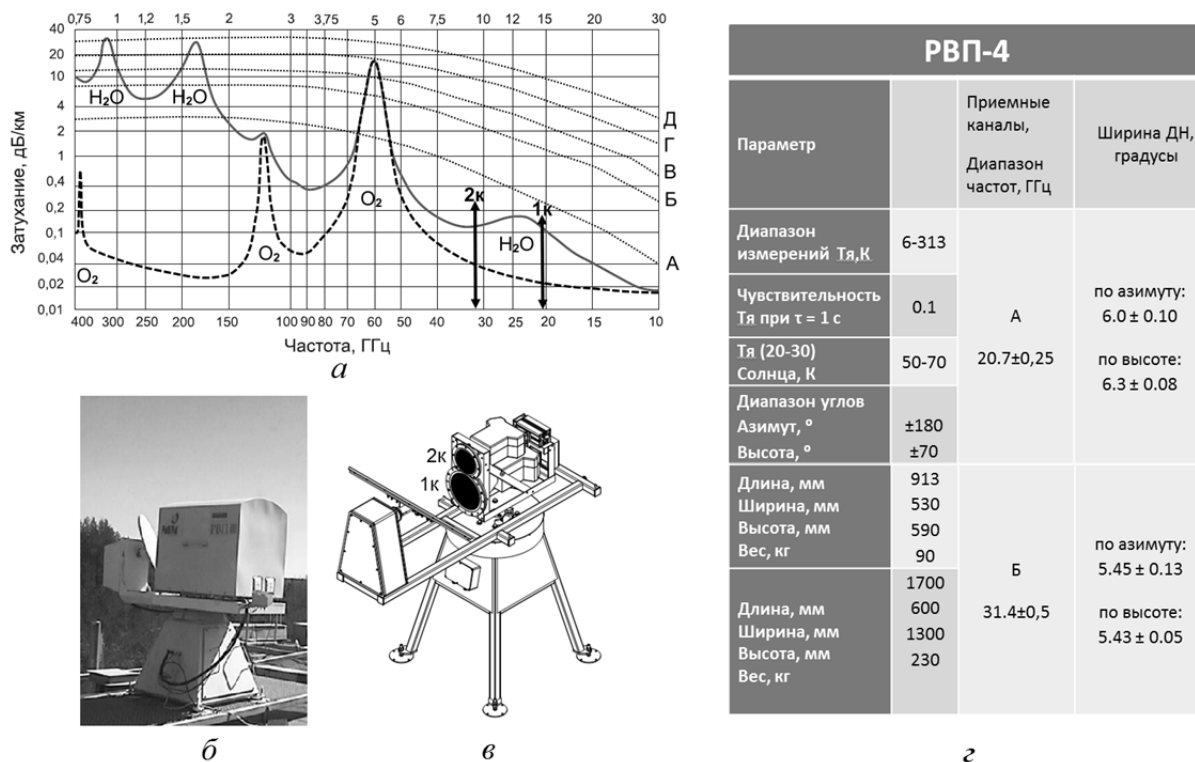


Рис. 1. (а) – величина поглощения сигнала в земной атмосфере в миллиметровом диапазоне волн для стандартной модели атмосферы (учтены главные газы составляющие – H_2O и O_2). На кривой поглощения стрелками (1к, 2к) отмечены положения рабочих частот РВП. (б) – общий вид РВП-4 в режиме слежения за Солнцем. (в) – схема расположения блоков СВЧ приемников РВП с первичным облучателем в виде двух конических рупорно-линзовых антенн (РЛА). 1к– канал А (20,7 ГГц), 2к– канал Б (31.4 ГГц). (z) Технические параметры РВП-4.

В результате наблюдений были получены затменные кривые, анализ которых показал, что в целом, ход затменной кривой на РВП хорошо аппроксимируется кривой покрытия площадей – величиной незакрытой площади Солнца в оптике (см. рис. 2, жирная черная кривая).

Расчетную кривую можно рассматривать как нижнюю границу для кривых, полученных при наблюдении. Особенно хорошо расчетная кривая и наблюдаемые кривые совпадают в период времени (11:30–11:50) UT, когда их различие составляет менее 2%. Такое совпадение, несмотря на довольно высокий уровень помех, позволяет на частотах 20.7 и 31.4 ГГц моделировать Солнце равномерно светящимся диском и определить среднюю величину его яркостной температуры $T_B(f)$ (f – частота наблюдения) по известной формуле:

$$T_B = T_A * \Omega_{\text{ант}} / \Omega_{\text{ист}},$$

где T_B и T_A – яркостная и антенная температура источника (Солнца), $\Omega_{\text{ант}}$ – телесный угол диаграммы направленности антенны (использовались ха-

рактеристики РВП из табл. 1), $\Omega_{\text{ист}}$ – телесный угол источника (диска Солнца). Расчеты показали: $T_B(20.7) = 9060 \pm 380$ К, $T_B(31.4) = 8050 \pm 300$ К. Полученные значения согласуются с нижней оценкой яркостной температуры по литературным данным [Нагнибеда и Пиотрович, 1987; Лукичева, 2005] (см. рис. 3), что соответствует ожиданиям для периода минимума солнечной активности.

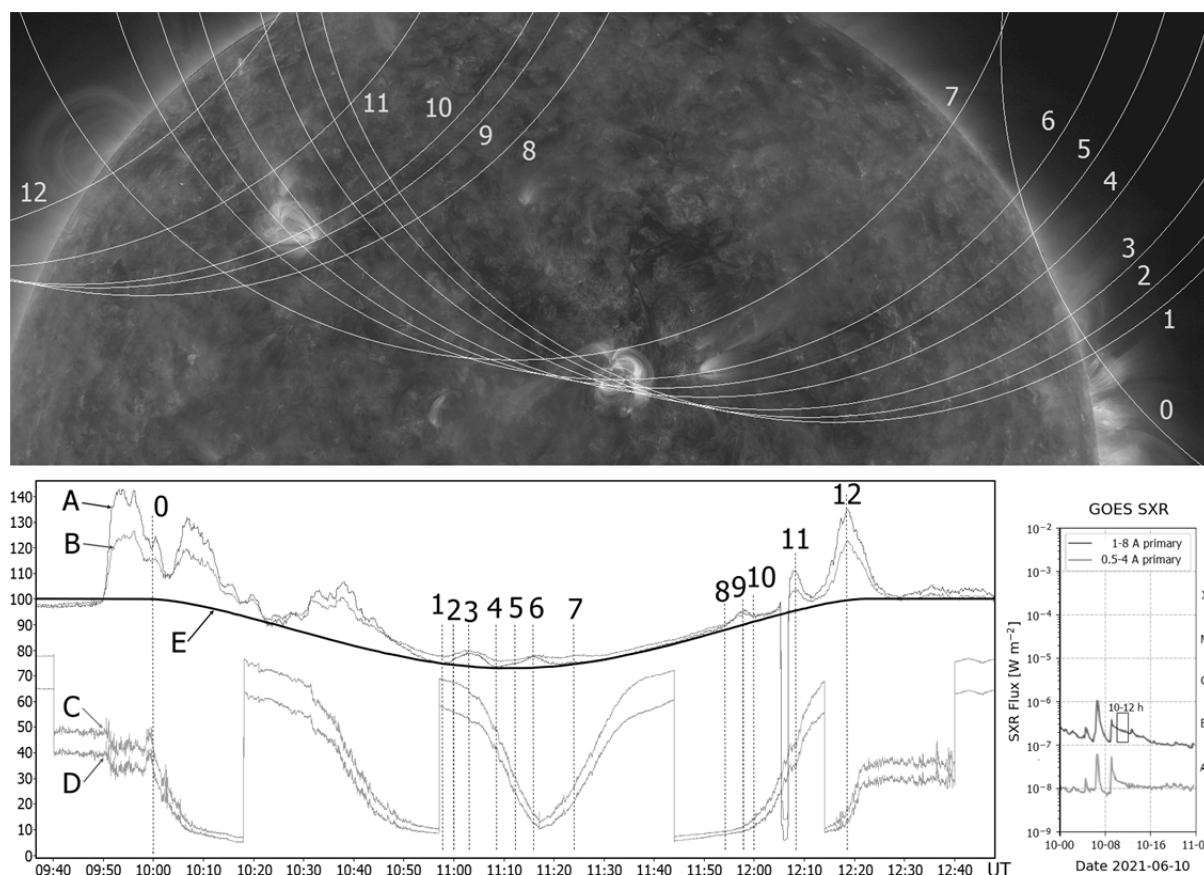


Рис. 2. Затменные кривые, полученные на РВП на частотах 20.7 ГГц (А) и 31.4 ГГц (В) и на радиотелескопе РТ-13 на частоте (28–28.5) ГГц (С и D – правая и левая поляризации). Кривые совмещены по времени и сопоставлены с данными GOES (правый график, данные сайта www.SolarMonitor.org). Е – кривая покрытия площадей представлена в одном масштабе с кривыми А и В. Числами (0–12) на затменных кривых отмечены характерные моменты времени. Для этих моментов на верхнем снимке (SDO/AIA, линия 171 Å) показаны положения лимбов Луны.

Основное достоинство полученных результатов состоит в том, что величина антенной температуры T_A измерена в условиях наблюдений Солнца, когда реализуется реальное значение эффективной диаграммы направленности (ДН) РВП, и не требуется знание формы ДН, ни модельное, ни даже известное из лабораторных измерений.

Видимые на затменной кривой РВП помехи обусловлены неравномерностью облачности в направлении Солнца, которая может быть оценена и использована для коррекции параллельных наблюдений на больших

телескопах, где ее влияние невозможно отделить от особенностей полезного сигнала.

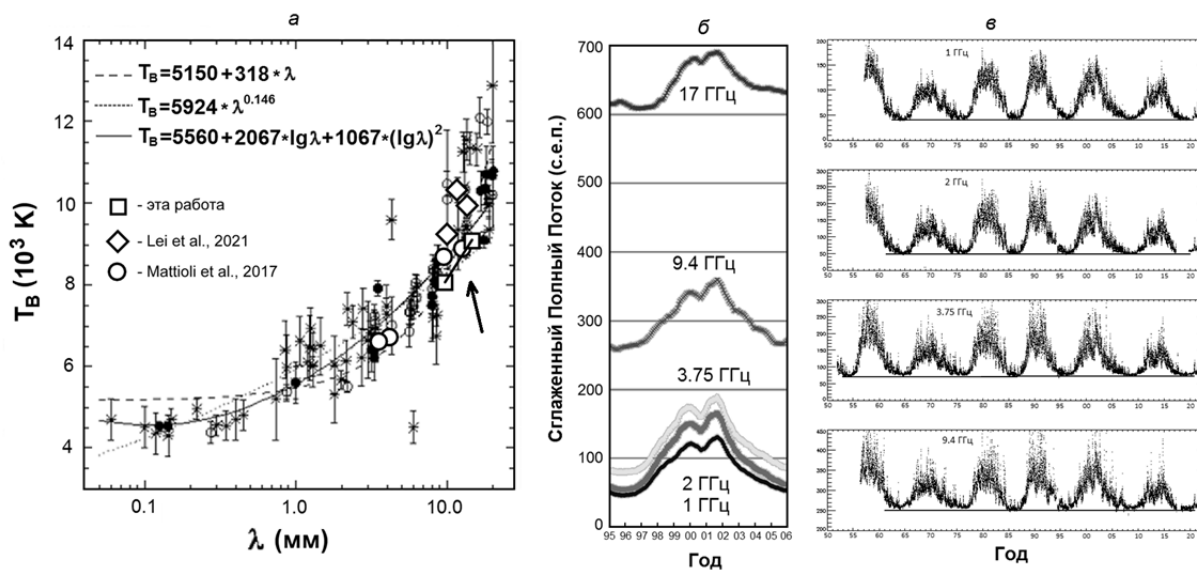


Рис. 3. (а) – измерения яркостной температуры спокойного Солнца в мм-диапазоне и их аппроксимации [Лукичева, 2005], Новые данные РВП указаны стрелкой. (б) – полный поток Солнца по наблюдениям обсерватории Нобейама (<https://solar.nro.nao.ac.jp/norpr/>) в 23-м и 24-м солнечных циклах на 1–17 ГГц. (в) – полный поток Солнца в диапазоне 1–9.4 ГГц в обсерваториях Тоякава и Нобейама с 50-х годов по текущее время (6 солнечных циклов). На каждой частоте проведен минимальный фоновый уровень.

В результате наблюдений получены высокоточные значения яркостной температуры излучения диска Солнца на частотах 20.7 и 31.4 ГГц – $T_B(20.7) = 9060 \pm 380$ К, $T_B(31.4) = 8050 \pm 300$ К соответственно. И сделан вывод, что в диапазоне частот (20.7–31.4) ГГц, как и в диапазоне 1–17 ГГц, величина яркостной температуры Солнца в период прошедшего глубокого минимума 11-летнего цикла солнечной активности осталась неизменной (не зависящей от номера солнечного цикла). Поэтому говорить о радикальных изменениях радиоизлучения Солнца на этапе 25-го цикла преждевременно.

Литература

- Иванов Д.В., Ипатов А.В., Рахимов И.А., и др. Первые результаты радио наблюдений солнечного затмения 10.06.2021 г. в обсерваториях «Светлое» и «Бадары» // Труды XXV Всеросс. ежегод. конф. по физике Солнца “Солнечная и солнечно-земная физика – 2021”, 4-8 октября 2021 г., ГАО РАН, Санкт-Петербург, 2021, с.143-146.
- Лукичева М.А. Структура и динамика солнечной хромосферы на основе наблюдений в миллиметровом диапазоне // Дисс. к.ф.-м.н. СПб. 201с. 2005.
- Нагнибеда В.Г., Пиотрович В.В. Радиоизлучение Солнца в миллиметровом диапазоне волн // Труды Астр. Обс. ЛГУ. Т.41, С. 5-80. 1987.
- Arsaev I.E., Bykov V.Yu., Il'in G.N., Yurchuk E.F. Water Vapor Radiometer: Measuring Instrument of Atmospheric Brightness Temperature // Measurement Techniques. V. 60. Iss. 5. P. 497–504. 2017.

СОЛНЕЧНЫЕ ЦИКЛЫ СРЕДНЕЙ ВЕЛИЧИНЫ В РАЗНЫЕ ЭПОХИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Ишков В.Н.

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

MEDIUM-SIZE SOLAR CYCLES DURING DIFFRENT EPOCHS OF SOLAR ACTIVITY

Ishkov V.N.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,
Moscow, Troitsk, Russia*

The study of a reliable series of sunspots observations led to the possibility of formulating a scenario for the sustainable development of solar cyclicity over the past ~190 years. It provides for a regular change in the level of sunspot activity in different epochs of solar activity (SA), increased or decreased, with clearly distinguished transition periods, which reflects three different modes of generation of the general magnetic field of the Sun, with a duration of ~5 solar cycles (SC). Since January 2020, current SC25 have begun, which, according to the development of the first three years and the Gnevyshev-Ol' rule, will be a cycle of medium magnitude. Therefore, it becomes possible to study the characteristics, reliable SC of different SA epochs. Here we consider a family of medium-size SCs: decreased (SC13, 15, 25), increased (10, 20) and transitional periods between epochs (17, 23).

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-135-138

1. Главным результатом исследования достоверного ряда (1849–2015) относительных чисел солнечных пятен является выявленный сценарий устойчивого развития солнечной цикличности в последние ~190 лет [1]. Данный сценарий предусматривает регулярную смену уровня пятнообразовательной деятельности при переходе от эпох повышенной солнечной активности (СА) к эпохам пониженной и, наоборот, – от пониженной к повышенной с чётко выделяемыми переходными солнечными циклами (СЦ). Этот сценарий требует от моделей пятнообразовательной активности трёх различных режимов генерации общего магнитного поля (МП), длительностью ~5 СЦ. Полный цикл осуществления всех 3-х режимов ~120–130 лет. Режим пониженной генерации МП приводит к образованию последовательности низких и средних СЦ, тогда как в режиме повышенной генерации появляются только высокие и средние СЦ. Внутри достоверных эпох сохраняются все наблюдательные закономерности и правила развития СЦ. Развитие прошедшего СЦ24 и начальный этап развития СЦ25 подтверждают, что СА вступила во 2-ую эпоху пониженной СА: последующие 5 СЦ должны быть низкой и средней величины. Текущий СЦ25 начался в январе 2020 г. и по ходу развития (2.8 г.) попадает в семейство СЦ средней

величины, что и следует из правила Гневывшева-Оля. Поэтому становится актуальным исследовать характеристики средних СЦ различных эпох СА. В то же время, СЦ8 и 9, примыкающие к достоверным и не противоречащие основным характеристикам СЦ достоверного ряда, можно использовать для ограниченного круга задач как условно достоверные, увеличив тем самым статистику достоверных циклов до 17 (~190 лет). Особенности развития всех достоверных СЦ в фазах минимумов было рассмотрено в [2]. Здесь же будет уделено внимание именно СЦ средней величины. Таблица представляет основные характеристики всех достоверных рассматриваемых СЦ по эпохам СА.

Таблица.

N	T ₀	W* _m	T _M	T _e	W* _M	T _Y ↑	T _Y ↓	T _Y	T1 _m	T2 _m	Sp _{less}
9	1843 08	10.5	1848 02	1855 12	131.6	4.6	7.8	12.4			
10	1855 12	3.2	1860 02	1867 02	97.9	4.2	7.2	11.4	3.2	2.8	402
20	1964 10	9.6	1968 09	1976 06	110.6	4.1	7.7	11.8	3.2	5.75	269
13	1890 03	5.0	1894 01	1901 02	87.9	4.5	7.2	11.7	3.9	4.75	937
15	1913 08	1.5	1917 08	1923 07	105.4	4.0	6.1	10.1	3.9	4.0	526
25	2020 01	1.3	2023 04	2031 01	~100	4.3	7.0	11.8	2.9	4.7	833
<u>17</u>	<u>1933 09</u>	<u>3.4</u>	<u>1937 04</u>	<u>1944 01</u>	<u>119.2</u>	<u>3.6</u>	<u>6.9</u>	<u>10.5</u>	<u>4.5</u>	<u>2.75</u>	<u>262</u>
<u>23</u>	<u>1996 06</u>	<u>8.0</u>	<u>2000 04</u>	<u>2008 12</u>	<u>120.7</u>	<u>3.8</u>	<u>8.9</u>	<u>12.7</u>	<u>3.3</u>	<u>5.7</u>	<u>821</u>
Σ		5.1			107	4.0	7.4	11.4	4.0	4.6	536

T₀ – начало СЦ; W*_m – начальное значение сглаженных чисел Вольфа; T_M – максимум СЦ; T_e – конец СЦ; W*_M – максимальное значение сглаженных чисел Вольфа; T_Y↑ – длительность ветви роста в годах; T_Y↓ – длительность ветви спада; T_Y – длительность СЦ; T1_m, T2_m – длина фазы минимума перед фазой роста и после фазы спада данного СЦ; Sp_{less} – количество беспятенных дней в соответствующих фазах минимумов; Σ – средние величины по всем эпохам; курсив жирный – условно достоверный СЦ9; курсив – прогнозируемые значения.

2. По длительности все достоверные СЦ можно разделить на два класса. В 1-ый класс входят СЦ, продолжительность (ΔT) которых превышает 11.4 года (средняя ΔT~11.92 года) – длительные СЦ. Во 2 класс вошли СЦ, ΔT которых значительно меньше 11 лет [8]. Надо иметь в виду, что начиная с СЦ 15 (т.е. практически весь XX век), исключая СЦ20 и 23, ΔT циклов СА была в среднем 10.2 года. Тот факт, что СЦ 15 и 16 – последние СЦ 1-ой эпохи пониженной СА, были значимо короче предыдущих трёх, может говорить о более длительной (~1.5 цикла) подготовке перехода (СЦ17) к эпохе повышенной СА. За всё время достоверных наблюдений осуществилось 7 полных СЦ среднего размера и один СЦ25 в развитии. Выделим основные общие параметры и различия в их характеристиках как в полном семействе средних циклов, так и по эпохам. Разброс W*_m – начальных значений сглаженных чисел Вольфа у всего семейства довольно значителен (в три раза) от 1.3 г. в текущем СЦ25 до 9.6 в СЦ20 единственном СЦ сред-

ней величины 2-ой эпохи повышенной СА и 10.5 г. в СЦ9. Для СЦ 1-ой эпохи пониженной СА та же картина: разброс W^*_m тоже в ~ 3 раза, но на более низких значениях (см. таблицу). Переходные СЦ (с учётом высокого СЦ11) имеют ту же тенденцию на \sim средних значениях. Ветви роста практически одинаковые для всех эпох СА (~ 4.3 г.), хотя для всех СЦ переходных периодов они устойчиво короче (~ 3.5 г.). Ветви спада для эпох повышенной и пониженной эпох СА примерно 7.7 ± 0.5 г., но в СЦ15 её длительность составила 6.1 г.

Под фазой минимума здесь понимается интервал времени, когда сглаженные значения относительных чисел солнечных пятен остаются в пределах $W^* \leq 30$. Фаза минимума является общей для текущего и последующего СЦ, однако точку минимума принято относить к завершающемуся СЦ. В данной работе мы будем различать временные отрезки фазы минимума от начала цикла до точки $W^* = 30$ – фаза минимума ветви роста (T_{1m}), и фазы минимума после максимума цикла от точки $W^* = 30$ и до конца СЦ – фаза минимума ветви спада (T_{2m}).

Из рис. 1 следует, что по длительности фазы минимума ветви спада все достоверные СЦ распадаются на 2 группы: к 1-ой группе достоверных СЦ, относятся все циклы XIX века (СЦ 12–15) и СЦ 20 и 23, с длительностью спада W^* ($39+8/-5$) мес. По принадлежности к эпохам СЦ 1-ой группы распределились следующим образом: 4 из них составляют СЦ 1-ой эпохи пониженной СА (12–15); 1 (из трёх) является СЦ переходных периодов (и 23), который осуществлял перестройку общего магнитного поля к эпоху пониженной СА и СЦ средней величины эпохи повышенной СА (20). В то же время основной особенностью СЦ 20 и 10 эпох повышенной СА, является **затянутая фаза спада до начала фазы минимума** и короткая сама фаза минимума (19 и 20 мес.) и это характерная черта всех СЦ эпох повышенной СА.

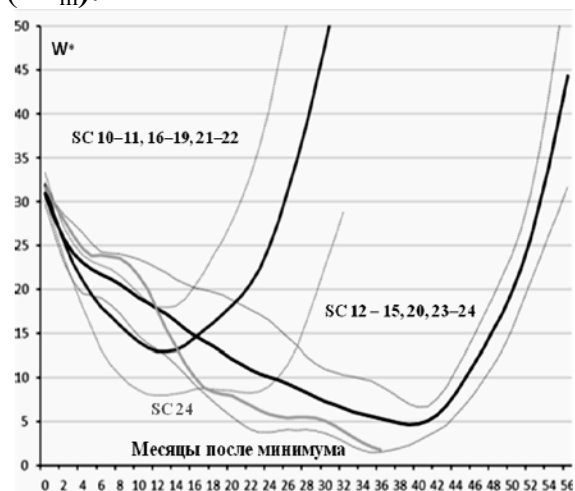


Рис. 1. Распределение длительности фаз минимума достоверных СЦ. Левая жирная кривая для СЦ эпох повышенной СА (10, 18–19, 21–22) переходного к повышенной СА (11) и СЦ16. Правая жирная кривая для СЦ эпох пониженной СА (12–15, 24), переходного к эпохе пониженной (23) и среднего СЦ эпохи повышенной СА. Жирная серая отдельная кривая – СЦ24. Преобразованный рисунок из <http://users.telenet.be/j.janssens/SC24web/SC24.html#SC2425minimum>

Вторую группу составляют СЦ длительностью ≤ 10.5 г. (125 мес) и характерным временем минимума спада ($13+10/-3$) мес, в которую входят все высокие СЦ(18–22 без СЦ 20) эпохи повышенной СА, СЦ16 из первой

эпохи пониженной СА и переходной СЦ 17 от эпохи пониженной к повышенной СА.

Сроки начала следующего СЦ, в основном определяются высотой (strength) нового СЦ: более активные (высокие) циклы, как правило, начинают свой рост раньше (через 8 – 15 мес.), хотя было два заметных исключения: СЦ 17 и 22 – оба, один полностью и один частично, приходятся на периоды перестройки общего магнитного поля Солнца к новым эпохам.

Различие эпох СА отразилось и в количестве беспятенных дней на видимом диске Солнца в фазах минимумов СЦ. Однако прямой прогностической связи между количеством беспятенных дней и характеристиками последующего СЦ выявить не удалось. Из рис. 2 видно, что для циклов эпох повышенной СА средние значения количества беспятенных дней (~300) резко отличаются от СЦ эпох пониженной СА (~800). В 1-ых, их количество изменяется от 221 в СЦ19 до 444 в СЦ18, а в последних они изменяются от 526 в СЦ15 до 1045 в СЦ14.

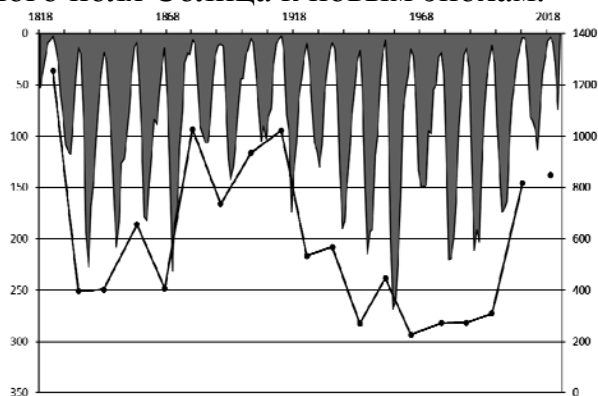


Рис. 2. Количество беспятенных дней (полное число за обеих фаз минимумов) по данным

<https://wwwbis.sidc.be/silso/spotless>. Правая ось ординат W^* , левая – число беспятенных дней. Точки поставлены в точках минимумов соответствующих СЦ.

3. Не обнаружено принципиальных различий в физических и статистических характеристиках средних СЦ в зависимости от эпох СА – мала статистика. Уровень фонового общего МП с большой вероятностью определяет высоту СЦ и средние СЦ эпохи пониженной СА – возможный аналог высоких циклов эпохи повышенной СА.

Развитие текущего СЦ25 подтверждает продолжающийся наблюдаемый дефицит активных явлений, следствием которого становится значимое уменьшение числа сильных спорадических и рекуррентных геомагнитных и ионосферных возмущений, больших протонных событий, не восстановилась геоэффективность корональных дыр.

Литература

1. *Ishkov, V.N.* Solar sunspot-forming activity and its development on the reliable Wolf numbers series // in book "Variability of the Sun and Sun-like Stars: from Asteroseismology to Space Weather". eds J.-P. Rozelot, E.S Babaev, EDP Sciences Proceedings. – 2018. ISBN 978-2-7598-2195-2. p.109-118.
https://international.scholarvox.com/catalog/book/88855582?_locale=en
2. *Ишков В.Н.* Текущий 24 цикл солнечной активности в фазе минимума: предварительные итоги и особенности развития // Косм. исслед, 2020, том 58, № 6, с. 471–478, DOI: 10.31857/S0023420620060060

РАСЧЕТ СПЕКТРА ЗАТМЕННОГО ПРОТУБЕРАНЦА 29.03.2006 В НЕОДНОРОДНОЙ МОДЕЛИ, ВКЛЮЧАЮЩЕЙ ПЕРЕХОДНЫЙ СЛОЙ ПРОТУБЕРАНЕЦ-КОРОНА

Калинин А.А., Калинина Н.Д.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

CALCULATION OF THE SPECTRUM OF THE ECLIPSE PROMI- NENCE 29.03.2006 IN AN INHOMOGENEOUS MODEL INCLUDING THE PROMINENCE-CORONA TRANSITION REGION

Kalinin A.A., Kalinina N.D.

Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

Spectrum of the eclipse prominence 29.03.2006 (see [1]) is modeled. In [3], on the basis of a homogeneous model using the methods briefly described in [4], the prominence spectra were calculated in the lines of the blend of helium lines He 388.8 nm and hydrogen H₈ 388.9, hydrogen H ϵ and lines of ionized calcium H and K. Comparison of the calculated integral intensities of all these lines with observations made it possible to obtain a hotter model of the prominence compared to [1]. In this communication, we performed calculations taking into account the presence of the prominence-corona transition layer (hereinafter referred to as PCTR). PCTR parameters are taken according to [7]. Turning on the PCTR significantly increases the number of variable parameters when modeling the spectrum, which rather complicates the assessment of the physical properties of the prominence due to the small number of observational quantities. In our case, the use of an inhomogeneous model seems to be an excess of the accuracy of the model compared to the observational data. Therefore, the results of the papers [1, 3] can be considered as fairly well characterizing the average properties of the observed prominence.

A feature of our simulation is the calculation of the response functions for the hydrogen, calcium, and helium lines under study, which makes it possible to estimate their formation depths. Such response functions for prominences have been obtained, as far as we know, for the first time, and can be used later in the analysis of the spectra of solar coronal formations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-139-142

Экспедицией АО УрГУ получены спектры петельных структур протуберанца в области H и K CaII и широкополосные снимки солнечной короны в линиях 530.3 и 637.4 нм во время полного солнечного затмения 29 марта 2006 года. Описание наблюдений, аппаратуры и предварительные результаты см. в работе [1]. В ней рассмотрен спектр протуберанца в линиях H и K ионизованного кальция и линии водорода H ϵ и получены оценки физических параметров протуберанца по методике [4, 6]. В [2] получена оценка электронной плотности, а в [3] спектр промоделирован с учетом линии нейтрального гелия 388.8 нм в изотермической модели, в результате оценка температуры возросла на 1000 К.

В работе проведено моделирование спектра данного затменного протуберанца в неоднородной модели, позволяющей температуре и давлению меняться в теле протуберанца от значений в холодной центральной зоне (определяемыми по линиям кальция и водорода) до стремящихся к корональным.

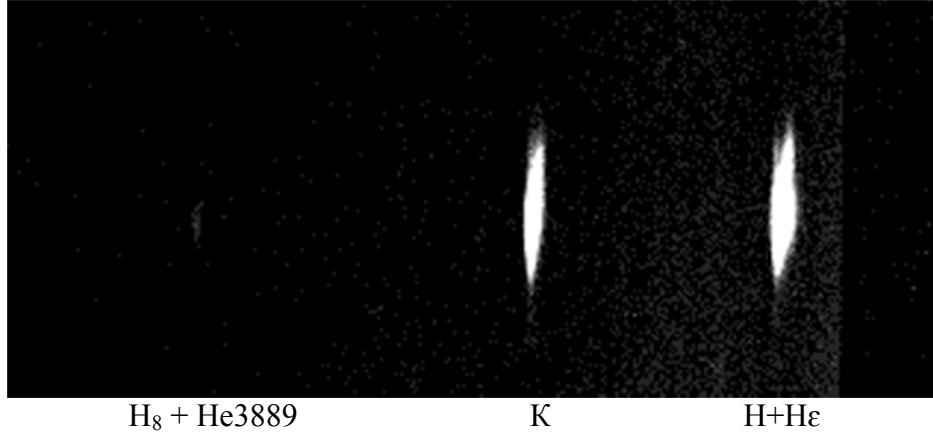


Рис. 1. Вид анализируемого спектра (кадр 209) с указанием спектральных линий.

Анализируемый спектр отражен на рис. 1. Линии имеют характерный вид наклонных бочек с раздвоенным концом в направлении Солнца. Максимальный доплеровский сдвиг достигает 90 км/с. Такой вид характерен для вращающихся цилиндров или спиралей (внутри вещество движется по спирали), когда щель пересекает их под углом. Возможно также наложение петель, в которых течет вещество. Поскольку нет самообращения в линиях, то вероятно вращение, а не расширение. Так как мало разрешение по λ – используем интенсивности, а не профили. Ранее показано, что вращение слабо влияет на интенсивности, поэтому можно использовать результаты для плоского слоя [6]. Линии H и K CaII в спектре Солнца широки – движения мало влияют на входящее в протуберанец излучение.

Расчет спектра производился при помощи программы PRODOP (см., например, [8]). Геометрия модели тела протуберанца плоский слой, перпендикулярный поверхности Солнца. Параметры модели: температура T (тыс. Кельвин), газовое давление P (дин/см²), геометрическая толщина протуберанца D (км), микротурбулентная скорость V (км/с), высота над поверхностью Солнца H (км).

В неоднородной модели допускается изменение давления и температуры. Соответствующие зависимости взяты из [7, 9] и получены для магнитогидростатической модели Киппенхана-Шлютера, а именно

$$P(m) = 4P_c \frac{m}{M} \left(1 - \frac{m}{M}\right) + P_0,$$

$$T(m) = T_{cen} + (T_{tr} - T_{cen}) \left(1 - 4 \frac{m}{M} \left(1 - \frac{m}{M}\right)\right)^\gamma.$$

Здесь P – газовое давление, T – температура, M – масса протуберанца, m – текущая масса ($m = \rho dx$, x – текущая толщина). T_{tr} – температура на внешней границе, принята равной 100 000 К, T_{cen} – температура в центре слоя. P_0 – давление на внешней границе, P_c – характерное давление в центре (полное в центре $P_c + P_0$, $m = M/2$). Постоянная γ контролирует скорость нарастания температуры и соответственно ширину PCTR ($\gamma \geq 2$).

В нашей неоднородной модели центральные значения должны быть близки к полученным для кальция и водорода в однородной модели. Мы приняли следующие значения:

$$T_{cen} = 5000 \text{ К}, P_c = 0.2 \text{ cgs}, T_{tr} = 10^5 \text{ К}, P_0 = 0.01 \text{ cgs}, D = 2000 \text{ км}, \gamma = 2.$$

В неоднородной модели можно попытаться точнее отделить места образования отдельных линий. Считается, что гелий светится в более горячих частях протуберанца. Для более объективных оценок можно использовать понятия функций вклада и отклика, CF – contribution function и RF – response function соответственно. Для полубесконечной атмосферы они определяются следующим образом (см. [10]). В формуле

$$I_\lambda = \int_{-\infty}^{z_0} S_\lambda(z) \exp(-\tau_\lambda(z)) \frac{d\tau_\lambda(z)}{dz} dz = \int_{-\infty}^{z_0} C_\lambda(z) dz,$$

$C_\lambda(z)$ – функция вклада. Она характеризует вклад различных глубин в атмосфере в интенсивность линии. Удобна в ЛТР, т.к. все определяется температурой ($S_\lambda = B_\lambda(T)$) и коэффициентом поглощения. В неравновесном случае вклад в интенсивность линии дают нелокальные эффекты переноса излучения, для протуберанца, в том числе внешнее излучение Солнца – фотосферы, хромосферы и короны, по-разному ослабленное на разных глубинах. RF для полубесконечной атмосферы определяется как

$$I_\lambda = \int_{-\infty}^{z_0} R_\lambda^{I,X}(z) X(z) dz,$$

где R описывает вклад физического параметра X на глубине z и длине волны λ в интенсивность I . Методика расчета RF для отклика эквивалентной ширины линии ΔE на возмущение ΔT на глубине z в корональной структуре описана в работе [11].

Результаты и выводы

Метод расчета спектра неоднородного протуберанца дополнен расчетом функций отклика, позволяющих рассчитать глубину образования отдельных линий. Методика реализована в виде дополнения к известной программе PRODOP. Рассчитана функция отклика энергии линии гелия 3889 нм на возмущения температуры в протуберанце с описанными выше

параметрами неоднородной структуры и определено место свечения данной линии – 500 км от центра при температуре 10^4 К. Физические параметры протуберанца (температура 5000 К, полное давление газа $0.2 \text{ дин}\cdot\text{см}^{-2}$, концентрация электронов 10^{11} , скорости в основании структуры порядка $90 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$) свидетельствуют об активизации петельной структуры. Низкие температуры и высокая концентрация электронов свидетельствуют в пользу большой скважности наблюдавшейся структуры и малой толщине (<500 км) составляющих ее волокон.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Науки и Высшего Образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2020-0030.

Литература

1. Калинин А.А., Горда С.Ю., Крушинский В.В., Попов А.А. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2012», 24–28 сентября 2012 г., ГАО РАН, СПб, с. 235.
2. Калинин А.А. Труды 43-й Международ. студ. науч. конф., Екатеринбург, 3–6 февр. 2014 г. – Екатеринбург: Изд-во Урал. ун-та, 2014, с.233.
3. Калинин А.А., Калинина Н.Д. Тезисы докладов XXV Всероссийской ежегодной конференции с международным участием «Солнечная и солнечно-земная физика – 2021», ГАО РАН, СПб, 4–8 октября 2021, с. 39.
4. Калинин А.А. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018», 8–12 октября 2018 г., ГАО РАН, СПб, с. 195.
5. Gouttebroze P., Heinzel P. // *Astron. Astrophys.*, 2002, v. 385, pp. 273-280.
6. Kalinin A.A. // *Geom.Aeron.*, 2012, v. 52, No. 8, pp. 1-5.
7. Levens P.J., Labrosse N. // *Astron. Astrophys.*, 2019, v. 625, A30.
8. Labrosse N., Gouttebroze P., and Vial J.-C. // *Astron. Astrophys.*, 2007, v. 463, pp. 1171–1179.
9. Anzer U., Heinzel P. // *Astron. Astrophys.*, 1999, v. 349, pp. 974-984.
10. Uitenbroek H. // *ASP Conf. Ser.*, 2006, v. 354, pp. 313-323.
11. Fossum A., Carlsson M. // *Astrophys. Journ.*, 2005, v. 625, pp. 556-562.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ SLOSHING-КОЛЕБАНИЙ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЛЯХ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ SDO/AIA

Каракотов Р.Р., Кузнецов А.А., Анфиногентов С.А.

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

ESTIMATING THE PARAMETERS OF SLOSHING OSCILLATIONS IN FLARING CORONAL LOOPS OBSERVED BY SDO/AIA

Karakotov R.R., Kuznetsov A.A., Anfinogentov S.A.

Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

Using high-resolution EUV imaging observations from SDO/AIA, we analyzed 313 flare events of classes C and M in the period from 01.01.2013 to 31.12.2014. Flares were observed in 131 Å, 171 Å, 335 Å channels and 17 cases of sloshing oscillations were identified in 131 Å channel. Time-distance diagram was built for each case and parameters of oscillations, such as oscillation period, flare loop length, propagation speed and plasma temperature, were obtained. We found that in most cases oscillation propagation velocity is in order of magnitude to the velocities of slow magnetic sound (~500 km/s), however, in some cases oscillation propagates with fast magnetic sound velocity (~800–900 km/s). We also found linear scaling between flare loop length and oscillation period.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-143-146

Плазма солнечной короны – среда, в которой могут существовать различные типы магнитогидродинамических (МГД) волн. Такие волны создают возмущение макропараметров плазмы, например, температуры, плотности, величины магнитного поля. Наблюдаемые в короне волны и колебания важны, поскольку по ним, опираясь на теорию корональной гелиосейсмологии, можно проводить непрямой анализ солнечной атмосферы, определяя температуру плазмы и величину магнитного поля. Одно из проявлений медленных волн в корональных петлях называют плещущимися («sloshing») колебаниями. Они представляют из себя возмущения, перемещающиеся вдоль петли, которые при наблюдении проявляются как области повышенной яркости в ультрафиолетовом диапазоне, перемещающиеся вперед и назад по петле, отражаясь от её оснований. Рассматриваются эти колебания, например, в работе [1]. Тем не менее, до сих пор было известно всего несколько случаев наблюдения колебаний данного типа.

В данной работе мы провели масштабный поиск sloshing-колебаний в солнечных вспышках. Были использованы наблюдения SDO/AIA в КУФ диапазоне на длинах волн 131 Å, 171 Å, 335 Å. Проанализировано 313 вспышек класса М, зафиксированных в период с 01.01.2013 по 31.12.2014 (максимум 24-го солнечного цикла). В результате были идентифицированы 17 эпизодов колебаний типа sloshing (таблица), наблюдавшихся в кана-

ле 131 Å. Для каждого события при помощи построенных пространственно-временных диаграмм были определены периоды зафиксированных колебаний. Длина корональной петли определялась по координатам её оснований в предположении, что петля имеет форму полуокружности и её основания лежат на концах её (полуокружности) диаметра. Таким образом, мы получили скорость движения возмущения для каждого события. Температуру плазмы получили из предположения, что возмущение в петле перемещается с трубочной скоростью, которая в условиях солнечной короны становится равна скорости звука c_s [2]:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k_b T}{\widehat{\mu}_p m_p}} \quad (1)$$

где $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты, k_b – постоянная Больцмана, T – температура плазмы, $\widehat{\mu}_p = 0.6$ – средняя молярная масса частицы в солнечной короне, m_p – масса протона.

Полученные параметры событий приведены в таблице. На основании проведённых исследований, мы построили зависимость длины петли L от периода колебаний в ней τ (см. рис. 1). Аппроксимация методом наименьших квадратов данной зависимости линейной функцией соответствует средней скорости волны $L/\tau = 376 \pm 32$ км/с, что, в свою очередь, позволяет определить среднюю температуру по формуле (1) как 6.177 ± 1.002 МК. Полученные значения соответствуют типичным значениям температуры в солнечной короне во время вспышек.

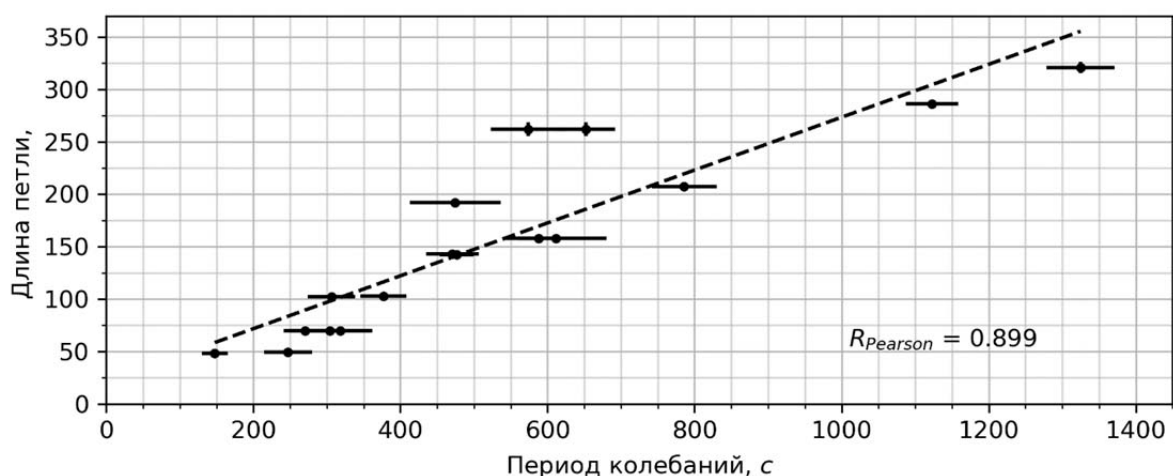


Рис. 1. Зависимость длины корональной петли от периода плещущихся колебаний, которые в ней наблюдались; пунктирной линией обозначен линейный тренд.

Гистограмма распределения колебаний по периодам (рис. 2а) показывает, что захваченные колебания с меньшими периодами наблюдаются чаще, чем колебания с большими периодами. При этом распределение по

длинам петель (рис. 2b) не показывает определённого тренда – вероятность возникновения колебаний в петлях с разной длиной можно считать более-менее постоянной.

Таблица. Значения параметров корональных петель и sloshing колебаний в них.

Время события	Период колебания, с	Длина петли, Мм	Скорость перемещения возмущения, км/с		Температура плазмы, МК	
			min	max	min	max
2013-10-22T00:12:00	247±33	49±1.4	340	470	5	9.6
2013-10-22T01:03:00	270±29	70±2.7	448	601	8.8	15.8
2013-10-22T01:15:00	318±44	70±2.7	371	529	6	12.2
2013-10-22T01:40:00	304±55	70±2.7	373	581	6.1	14.7
2013-10-25T21:10:00	474±62	192±2.8	706	944	21.7	38.9
2013-11-15T03:07:00	786±44	207±2.6	493	566	10.6	14
2013-11-23T03:35:00	652±40	262±6.5	737	876	23.8	33.5
2013-11-23T03:51:00	573±51	262±6.5	817	1027	29.2	46
2014-02-02T06:35:00	306±32	102±1.8	592	758	15.3	25.1
2014-02-02T09:44:00	377±32	103±1.6	495	605	10.7	16
2014-02-14T17:11:00	588±28	158±3.2	501	573	11	14.3
2014-02-14T18:01:00	611±69	158±3.2	453	593	9	15.4
2014-06-12T09:33:00	470±36	143±3.3	552	673	13.3	19.8
2014-06-12T18:16:00	476±23	143±1.6	564	636	13.9	17.6
2014-06-12T10:04:00	148±18	48±1.8	561	769	13.8	25.8
2014-12-13T05:56:00	1123±36	286±3.5	488	533	10.4	12.4
2014-12-14T19:58:00	1325±46	321±5.3	460	510	9.2	11.4

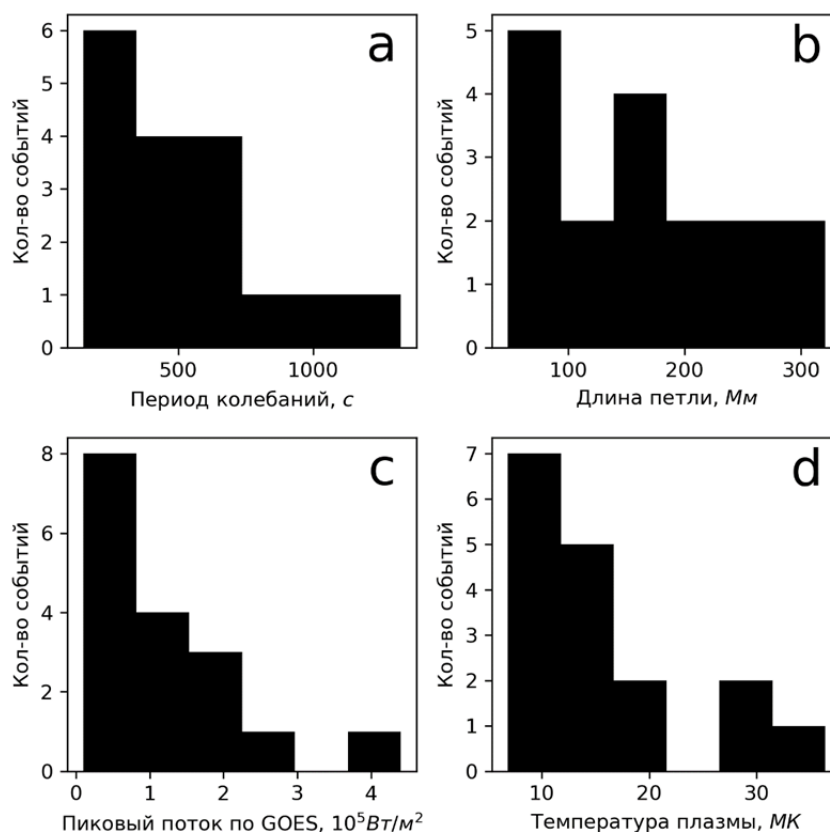


Рис. 2. Гистограмма распределения событий с sloshing-колебаниями по периоду (a), по длине петли (b), по пиковому потоку в GOES (c), по полученной температуре плазмы (d).

Распределение событий по температуре плазмы (рис. 2d) показывает падение встречаемости с ростом температуры. Вспышки с большей температурой происходят реже, чем вспышки с меньшей температурой [3], поэтому количество событий с колебаниями в более горячих вспышках меньше; аналогичная зависимость ещё более сильно выражена в распределении событий с колебаниями по классу вспышки (рис. 2с).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 21-12-00195.

Литература

1. *Kumar et al.* Solar dynamics observatory/atmospheric imaging assembly observations of a reflecting longitudinal wave in a coronal loop // *The Astrophysical Journal Letters*, Vol. 779, December 2013.
2. *Nakariakov V.M., Verwichte E.* Coronal Waves and Oscillations // *Living Reviews in Solar Physics*, Vol. 2, 2005.
3. *Lippiello E., de Arcangelis L., Godano C.* Time-energy correlations in solar flare occurrence // *Astronomy & Astrophysics*, Vol. 511, February 2010.

**ПРОБЛЕМА ЗАТЕКАНИЯ ПЛАЗМЫ
В ГЕЛИОСФЕРНЫЙ ТОКОВЫЙ СЛОЙ
ПРИ НАЛИЧИИ ЗАМКНУТЫХ ЛИНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ**

Кислов Р.А., Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Зелёный Л.М.
Институт космических исследований РАН, Россия, Москва

**THE PROBLEM OF PLASMA INFLOW INTO
THE HELIOSPHERIC CURRENT SHEET
IN PRESENCE OF CLOSED MAGNETIC FIELD LINES**

Kislov R.A., Malova H.V., Khabarova O.V., Popov V.Yu., Zelenyi L.M.
Space research institute of the Russian academy of sciences, Moscow, Russia

The heliospheric current sheet (HCS) is considered as a tangential discontinuity in many solar wind models. However there are indications of the existence of closed magnetic field lines near the HCS. In this case there is a problem of accumulation of matter moving along the magnetic field lines near the HCS. In this study a possible solution of this problem is proposed. It is based on the spreading of matter in the tangential direction near the current sheet. The effect has a kinetic nature and can be described in terms of a one-dimensional kinetic model that takes into account the quasi-adiabatic dynamics of particles crossing the current sheet.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-147-150

Гелиосферный токовый слой (ГТС) представляет собой токовую поверхность, разделяющую области различной полярности межпланетного магнитного поля. Традиционно солнечный ветер моделируют в приближении магнитной гидродинамики [1]. Учет нормальной компоненты магнитного поля в МГД-моделях приводит к эффекту накопления вещества в токовом слое, который можно продемонстрировать на простом примере. Предположим, что токовый слой является осесимметричным и стационарным, что соответствует усреднению его характеристик за один оборот вращения Солнца. Рассмотрим уравнение вмороженности $\mathbf{E} + \mathbf{c}^{-1}[\mathbf{v}, \mathbf{B}] = 0$, где \mathbf{v} , \mathbf{E} , \mathbf{B} – векторы полной скорости, электрического и магнитного полей. В стационарной модели из вмороженности магнитного поля и условия $\text{rot}\mathbf{E} = 0$ следует, что полоидальные компоненты скорости и магнитного поля $\mathbf{v} - \mathbf{v}_\phi$ и $\mathbf{B} - \mathbf{B}_\phi$ параллельны (\mathbf{v}_ϕ и \mathbf{B}_ϕ – векторы азимутальных компонент). Полоидальная скорость $\mathbf{v} - \mathbf{v}_\phi$ почти совпадает с полной скоростью солнечного ветра \mathbf{v} , т.к. он направлен практически радиально. При пересечении космическими аппаратами токового слоя регистрируемая по обе стороны от ГТС средняя скорость $\mathbf{v} - \mathbf{v}_\phi$ направлена от Солнца. Если предположить, что силовые линии полоидального магнитного поля внутри токового слоя образуют петли, то потоки вещества из северной и южной полуплоскостей должны втекать в токовый слой. При этом должны воз-

никнуть проблемы накопления вещества в слое и, как следствие, соответствующей потери его устойчивости.

Предположим, что, благодаря наличию ненулевой нормальной компоненты в ГТС, его магнитные силовые линии приобретают петлеобразную форму, а плазменные потоки могут свободно перемещаться вдоль силовых линий из верхней полуплоскости в нижнюю и наоборот. Поскольку толщина ГТС сопоставима с гирорадиусами сверхтепловых протонов, их движение в слое становится неадиабатическим, т.е. они могут «отсоединяться» от магнитного поля внутри нейтральной области и двигаться вдоль серпантинных, т. наз. квазиадиабатических траекторий в нейтральной области, где магнитное поле минимально. Благодаря этому поток плазмы, входящий в токовый слой параллельно магнитным силовым линиям, внутри слоя разворачивается в перпендикулярном направлении и направляется вдоль линий тока. Таким образом, накопления вещества внутри токового слоя не произойдет. Для описания подобных конфигураций наиболее адекватной является гибридная модель, основанная на квазиадиабатическом подходе для описания динамики протонов и приближении ведущего центра для замагниченных электронов [2, 3].

В настоящей работе для описания эффекта разворота потока использована разработанная ранее модель [2]. Будем использовать систему координат, в которой ось X соответствует направлению на Солнце, ось Z параллельна оси вращения Солнца, а Y направлена так, чтобы образовалась правая тройка векторов $\{XYZ\}$. Все параметры для расчетов были взяты в согласии с наблюдательными данными. Гидродинамическая скорость плазмы вычислялась по следующей формуле:

$$V_y = \frac{n_1 v_{d1y} + n_2 v_{d2y}}{n_1 + n_2},$$

где индекс 1 соответствует влетающим в систему протонам с анизотропной функцией распределения (именно они в модели являются основными носителями тока), индекс 2 – холодной фоновой плазме с изотропной функцией распределения; n_1 и n_2 – соответствующие концентрации частиц, v_{d1y} и v_{d2y} – дрейфовые скорости в Y -направлении (направлении “разворота” потока). В формулу выше не входят параметры электронов, т.к. их массы пренебрежимо малы по сравнению с протонами, и они не влияют на общий перенос вещества.

На рисунке показаны результаты расчётов гидродинамической скорости в Y -направлении для случаев отсутствующего и ненулевого ширового магнитного поля B_y в зависимости от расстояния Z до нейтральной плоскости токового слоя ($Z = 0$). На рисунке магнитное поле нормировано на B_0 – величину тангенциального поля B_x на краю слоя. При наличии ненулевой компоненты B_y гидродинамическая скорость потока плазмы выше, чем при $B_y = 0$, т.к. в конфигурации с магнитным широм частицы свободно распро-

страняются в продольном к магнитному полю направлении. Видно, что скорость плазмы в Y направлении может несколько превышать типичную для орбиты Земли скорость солнечного ветра. Это естественно, т.к. при выбранных параметрах решение на рисунке соответствует полному развороту потока солнечного ветра в токовом слое. В реальности величина V_y может быть меньше, т.к. обычно только часть частиц в плазме имеет квазиadiaбатическую динамику. Кроме того, в реальных условиях солнечного

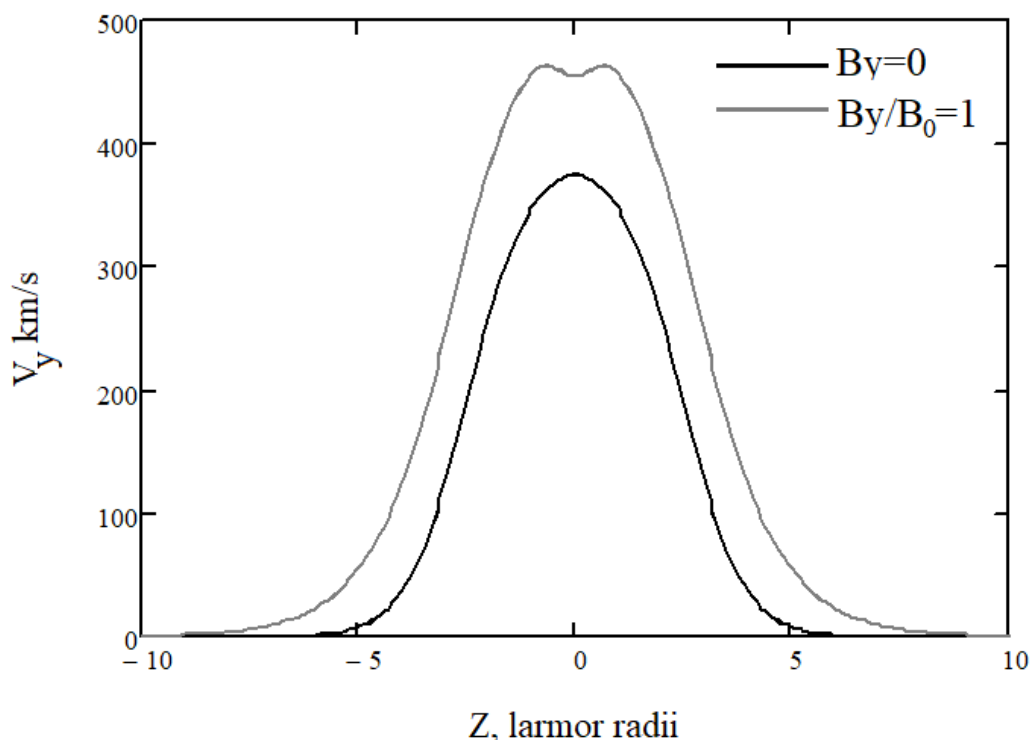


Рисунок. Гидродинамическая скорость потока плазмы солнечного ветра в Y -направлении внутри токового слоя, рассчитанная по модели [2].

ветра топология магнитного поля и соответствующая динамика частиц могут быть более сложными по сравнению с модельными допущениями. Полученный результат показывает, что в рамках модели [2] возможно описать растекание плазмы по токовому слою и решить проблему с накоплением вещества: вблизи токового слоя поток плазмы должен разворачиваться в Y направлении вдоль линий тока.

Работа поддержана грантом РФФ 20-42-04418.

Литература

1. *Kislov R.A., Khabarova O.V., Malova H.V.* A new stationary analytical model of the heliospheric current sheet and the plasma sheet // *Journal of Geophysical Research*. 2015. Vol. 120. Issue 10. Pp. 8210-8228. DOI: 10.1002/2015JA021294.

2. *Malova H.V., Popov V.Yu., Grigorenko E.E., et al.* Evidence for quasi-adiabatic motion of charged particles in strong current sheets in the solar wind // *The Astrophysical Journal*. 2017. Vol. 834. Issue 1. 34. <http://dx.doi.org/10.3847/1538-4357/834/1/34>.
3. *Zelenyi, L.M., Malova, K.V., Artemyev, A.V., et al.* Thin current sheets in collisionless plasma: Equilibrium structure, plasma instabilities, and particle acceleration // *Plasma Physics Reports*. 2011. Vol. 37. Pp. 118-160. doi:10.1134/S1063780X1102005X.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ И ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД СОЛНЕЧНОГО ТИПА

Кичатинов Л.Л.^{1,2}

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

DIFFERENTIAL ROTATION AND ACTIVITY CYCLES OF SOLAR-TYPE STARS

Kitchatinov L.L.^{1,2}

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia*

²*Pulkovo Astronomical Observatory, St.-Petersburg, Russia*

Joint model for the solar differential rotation and dynamo is applied to slowly rotating solar-type stars. The model computations show strong dependence on the effective temperature of a star: the activity cycle period shortens and the differential rotation increases with temperature. The computations also show an increase in the marginal rotation rate for onset of the large-scale dynamo with the effective temperature. For equal rotation rates, the dynamo efficiency is therefore higher in cooler stars. The less powerful dynamos in hotter stars can explain their observed slower spindown and termination of the spindown at higher rotation rates. Arguments are given for the presence of cyclic activity only in slowly rotating stars whose rotation rate is close to the marginal rate for onset of dynamos. The observed shortening of the activity cycles for faster rotation can be a consequence of the cycles' dependence on temperature and faster rotation of hotter stars.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-151-156

Введение

Магнитная активность подобных Солнцу звезд по всей вероятности определяется их строением и скоростью вращения. В теории динамо не найдено каких-либо важных для магнитной активности факторов помимо вращения звезд и их строения. Поэтому можно ожидать, что циклы активности и дифференциальное вращение подобных Солнцу звезд контролируются двумя параметрами: эффективной температурой, определяющей строение звезды, и скоростью вращения.

Однако в первых исследованиях [1, 2] предполагалось, что первостепенное значение имеет вращение и для параметризации, как дифференциального вращения, так и звездных циклов, достаточно одного параметра. В качестве такого параметра использовалась либо скорость вращения, либо число Россби – отношение периода вращения звезды к характерному времени звездной конвекции. При таком подходе, была найдена степенная зависимость $\Delta\Omega \sim \Omega^{0.7}$ между угловой скоростью Ω и ее изменчивостью $\Delta\Omega$ на поверхности звезды, т.е. дифференциальным вращением [2]. В последующем, однако, выяснилось [3, 4], что дифференциальное вращение

определяется главным образом температурой звезды, а зависимость от скорости вращения является слабой и немонотонной. Причины, по которым основная зависимость от температуры может проявляться как кажущаяся зависимость от скорости вращения, будут пояснены в следующем разделе.

Первые данные о звездных циклах активности также показывали зависимость от вращения: период цикла, как утверждалось, сокращается с увеличением скорости вращения [1]. В последующем эта зависимость неоднократно пересматривалась и уточнялась, но до сих пор считается, что наблюдения показывают сокращение длительности звездных циклов со скоростью вращения. Объяснение данной тенденции представляет трудности для теории. Модели динамо показывают увеличение периода цикла со скоростью вращения для звезд фиксированной массы [5, 6].

В данной статье показано, что противоречие моделей с наблюдениями является кажущимся. Выборка звезд для определения продолжительностей циклов включает звезды различных спектральных классов. При этом зависимость продолжительности циклов от эффективной температуры может выглядеть как зависимость от скорости вращения, потому что эта скорость также зависит от температуры звезды. Причины этого следуют из данных о вращении звезд.

Вращение и эффективная температура (цвет) звезд

Две особенности вращения звезд являются важнейшими для динамо:

1. Вращение замедляется с возрастом звезды, и это происходит тем быстрее, чем ниже эффективная температура [7].
2. Замедление вращения имеет верхний предел по периоду вращения, и этот максимальный период тем меньше, чем выше температура [8, 9].

Замедление вращения связано с присутствием крупномасштабных магнитных полей [10]. Вращение необходимо для динамо, но обратное влияние генерируемых полей замедляет вращение. В [7] получено эмпирическое соотношение

$$P_{\text{rot}} = at^n(B-V - 0.4)^b \text{ суток}, \quad (1)$$

где P_{rot} – период вращения, t – возраст звезды в миллионах лет, $B-V$ – показатель цвета (возрастает с уменьшением эффективной температуры) и $a \approx 0.77$, $n \approx 0.512$, $b \approx 0.6$ – положительные числа. Согласно (1), замедление вращения относительно холодных звезд происходит быстрее. Поэтому в выборке, включающей звезды различных спектральных классов, относительно быстрое вращение представлено более горячими звездами и фактическая зависимость от температуры проявляется в виде кажущейся зависимости от скорости вращения, как получилось в [2].

Правило гирохронологии (1) действует приблизительно до середины времени жизни звезды на главной последовательности, после чего замед-

ление вращения практически останавливается [9]. Иными словами, имеется верхняя граница P_{\max} для периода вращения подобных Солнцу звезд. Величина P_{\max} зависит от температуры (цвета) звезды. Согласно [8],

$$P_{\max} = 111.3 (B-V - 0.405) \text{ суток}, \quad (2)$$

а в [9] нашли, что P_{\max} соответствует постоянному числу Россби $P_{\text{rot}}/\tau_c = 2.08$,

$$P_{\max} = 2.08/\tau_c, \quad (3)$$

где τ_c – характерное время конвективных течений (уменьшается с ростом температуры). Как видно из рис. 1, P_{\max} из (1) и (2) различаются мало для $B-V < 0.9$, которыми ограничивается работа [8].

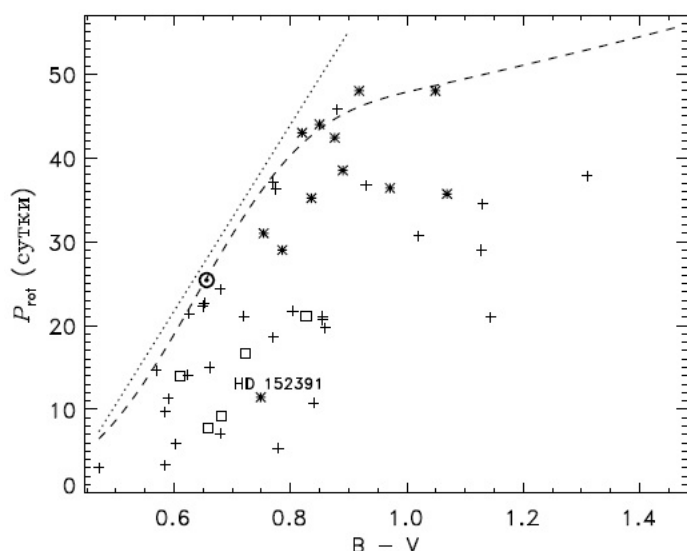


Рис. 1. Верхняя граница периода вращения подобных Солнцу звезд согласно формулам (1) (точечная линия) и (2) (пунктир). Значками показаны положения звезд с циклами активности из каталога [11]. Звездочки – надежно установленные циклы, квадраты – двойные, или множественные циклы, и крестики – неподтвержденные циклы.

Присутствие максимального периода вращения дает важнейшую информацию о звездном динамо. Гидромагнитное динамо в целом и звездное динамо в частности является неустойчивостью течений проводящих жидкостей к магнитным возмущениям. Подобно другим неустойчивостям, динамо появляется, когда соответствующий управляющий параметр превышает определенное критическое значение.

Для звездного динамо таким управляющим параметром является динамо-число, пропорциональное скорости вращения. Максимальный период вращения, по всей вероятности, соответствует минимальной скорости вращения для действия крупномасштабного динамо [12]. На это указывает и низкий уровень магнитной активности вблизи P_{\max} [9, 12]. Таким образом, наблюдаемая величина P_{\max} показывает зависящую от эффективной температуры пороговую скорость вращения для действия звездного динамо.

Звезды с достоверными циклами находятся на рис. 1 вблизи P_{\max} . Это возвращает к тому, что динамо является частным случаем неустойчивости: колебания с определенным периодом характерны для слабо закритических

режимов неустойчивостей и сменяются «многопериодной» динамикой и затем турбулентностью с ростом закритичности [13]. Поэтому циклическая активность редко встречается для звезд с периодом вращения существенно меньше P_{\max} [14].

Звездные циклы в модели динамо

В согласованной модели дифференциального вращения и динамо [15] были проведены расчеты для звезд с массой от $0.7M_{\odot}$ до $1.2M_{\odot}$, вращающихся с периодом P_{\max} из уравнения (3). Динамо-число в расчетах было на 10% выше его (зависящей от массы) критической величины.

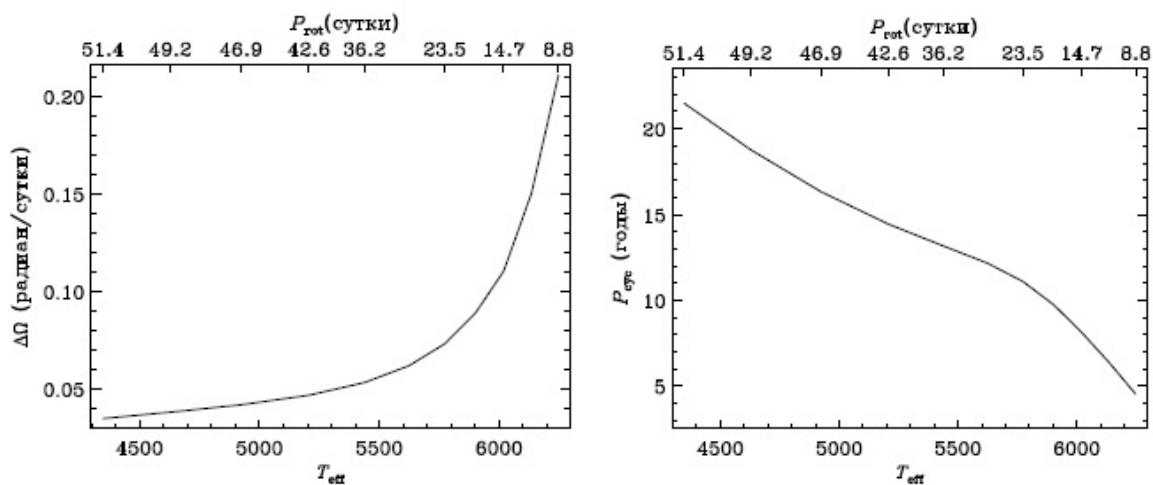


Рис. 2. Различие скоростей вращения между экватором и полюсом (слева) и период цикла (справа) в зависимости от эффективной температуры звезды. На верхней шкале показан период вращения соответствующий пунктирной линии рис. 1 и формуле (3).

На рис. 2 показаны полученные в расчетах зависимости дифференциального вращения и периода магнитных циклов от эффективной температуры. Дифференциальное вращение возрастает, а продолжительность цикла уменьшается с возрастанием температуры. Верхняя шкала показывает максимальный период вращения (3), соответствующий данной температуре. Так как относительно горячие звезды вращаются быстрее, то проведенные расчеты также показывают наблюдаемое возрастание дифференциального вращения [2] и сокращение периода циклов [1] со скоростью вращения. Необходимо, однако, повторить, что «наблюдаемые» зависимости от скорости вращения возникают из-за подмены определяющего влияния строения звезды (эффективной температуры) влиянием вращения в результате присутствия в наблюдаемой выборке звезд различных спектральных классов (см., например, рис. 3 в [2]).

Проведенные расчеты указывают на причину относительно быстрого вращения более горячих звезд. На рис. 3 показана полученная в расчетах зависимость от температуры минимальной величины параметра α для альфа-эффекта теории динамо, при которой происходит генерация магнитного

поля в нашей модели. Альфа-эффект появляется из-за вращения, и параметр α возрастает со скоростью вращения. Молодые звезды в начале жизни на главной последовательности вращаются быстро с периодами порядка суток. При этом величина α превышает критическую величину рисунка 3. Однако для более горячих звезд это превышение меньше, и меньшая эффективность их динамо может быть причиной меньшей скорости замедления вращения по формуле (1) эмпирической гирохронологии [7]. По мере замедления вращения более горячие звезды приближаются к относительно большой пороговой величине α рис. 3, имея относительно большую скорость вращения по сравнению с более холодными звездами, после чего действие динамо и замедление вращения останавливаются. Это может быть причиной малых P_{\max} на рис. 1 для относительно горячих звезд.

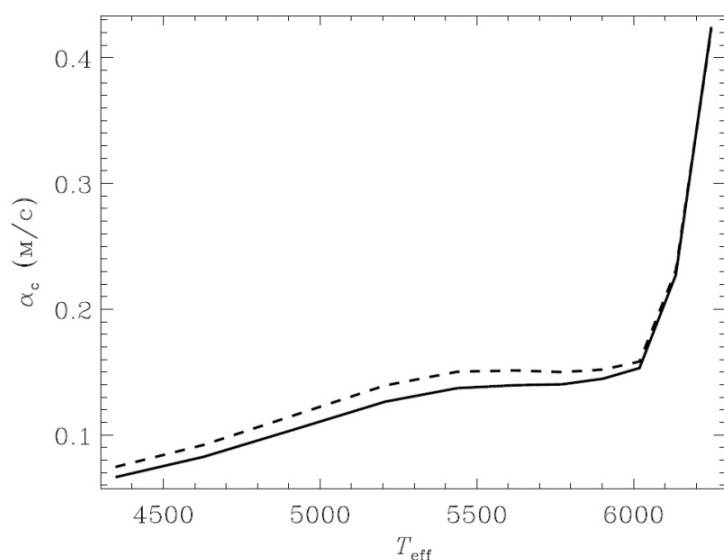


Рис. 3. Пороговая величина параметра α альфа-эффекта для действия динамо как функция эффективной температуры звезды. Сплошная и пунктирные линии показывают минимальную величину α , необходимую для генерации магнитных полей с дипольным и квадрупольным типом экваториальной симметрии, соответственно.

Для малой надкритичности, $\alpha/\alpha_c - 1 \ll 1$, амплитуда B магнитных циклов в проведенных расчетах пропорциональна корню квадратному из величины превышения параметром α его критической величины, $B \sim (\alpha - \alpha_c)^{1/2}$. Для этого случая имеем также

$$B \sim (P_{\max} - P_{\text{rot}})^{1/2}, \quad (4)$$

что является частным случаем общего правила для слабо надкритических неустойчивостей (формула (26,10) в [13]). Становится понятным, почему подобные Солнцу звезды могут существенно отличаться по уровню магнитной активности при близких скоростях вращения [16]: этот уровень определяется не скоростью вращения, но ее превышением критической величины для действия динамо.

Выводы

Согласованная модель дифференциального вращения и динамо [15] показывает сильную зависимость от эффективной температуры (строения)

звезды: период цикла активности уменьшается, а неоднородность вращения возрастает с ростом температуры. Модельные расчеты также показывают, что минимальная скорость вращения для действия крупномасштабного динамо возрастает с эффективной температурой. Поэтому при равных скоростях вращения эффективность динамо выше в относительно холодных звездах, что может служить объяснением относительно быстрого замедления вращения и прекращения такого замедления при меньших скоростях вращения в относительно холодных звездах.

Циклы активности характерны для звезд с периодом вращения вблизи P_{\max} рис. 1. Продолжительность циклов и величина P_{\max} уменьшаются с эффективной температурой, что объясняет «наблюдаемое» [1] сокращение периода звездных циклов со скоростью вращения.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

Литература

1. Noyes R.W., N.O. Weiss, A.H. Vaughan. // *ApJ*, 1984, **287**, 769
2. Donahue R.A., S.H. Saar, S.L. Baliunas. // *ApJ*, 1996, **466**, 384
3. Barnes J.R. et al. // *MNRAS*, 2005, **357**, L1
4. Kitchatinov L.L., S.V. Olemskoy. // *MNRAS*, 2012, **423**, 3344
5. Jouve L., B.P. Brown, A.S. Brun. // *A&A*, 2010, **509**, A32
6. Karak B.B., L.L. Kitchatinov, A.R. Choudhuri. // *ApJ*, 2014, **791**, 59
7. Barnes S.A. // *ApJ*, 2007, **669**, 1167
8. Rengarajan T.N. // *ApJ*, 1984, **283**, L63
9. van Saders J.L., M.H. Pinsonneault, M. Barbieri. // *ApJ*, 2019, **872**, 128
10. Skumanich A. // *ApJ*, 1972, **171**, 565
11. Boro Saikia S. et al. // *A&A*, 2018, **616**, A108
12. Metcalfe T.S., R. Egeland. // *ApJ*, 2019, **871**, 39
13. Ландау Л.Д., Е.М. Лифшиц. Теоретическая физика. Т. VI. Гидромеханика. – М.: Наука, 1988, Гл. III.
14. Baliunas S.L. et al. // *ApJ*, 1995, **438**, 269
15. Кичатинов Л.Л., А.А. Непомнящих. // *Письма в АЖ*, 2017, **43**, 370
16. Reinhold T. et al. // *Science*, 2020, **368**, 518

ОСОБЕННОСТИ ИЗОТОПНОГО СОСТАВА СКЛ

Ковальцов Г.А.¹, Остряков В.М.², Шараг С.П.²

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Санкт-Петербургский Политехнический Университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия*

ISOTOPIC PECULIARITIES OF SCRs

Kovaltsov G.I.¹, Ostryakov V.M.², Sharag S.P.²

¹*A.F. Ioffe Physical Technical Institute, St.-Petersburg, Russia*

²*Peter the Great St.-Petersburg State Polytechnical University,
St.-Petersburg, Russia*

We solve analytically the stationary Fokker-Planck equation which describes acceleration and leakage of particles from some flare region of the Sun. The spatial and momentum diffusion coefficients depend on the ratio Q/A (Q is the ion charge and A is its atomic mass number). This dependence is of a certain structure for the Alfvénic wave turbulence with random phases which was earlier obtained in the framework of quasi-linear plasma physics approach. The obtained solutions of the Fokker-Planck equation are applied to account for the anomalies in the isotopic composition of the solar cosmic rays (SCRs) which were detected as an enhanced abundance of different isotopes with respect to that in the solar wind. Our model requires the power law index of turbulence s to be of the order of 3 which is in favor of the unsteady state of this turbulence generated in the process of the flare.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-157-160

1. Введение

Химический состав солнечных космических лучей (СКЛ), т.е. энергичных частиц, может значительно отличаться от состава тепловой плазмы, из которой эти частицы ускоряются. Наибольшую известность в этом смысле имеют так называемые ³He-богатые события (импульсные солнечные вспышки). Эти сравнительно слабые события характеризуются также повышенным содержанием и более тяжёлых элементов, их более высоким средним зарядом, избытком электронов и т.д. [1, 2]. В последние годы были также экспериментально обнаружены изотопные аномалии в подобных событиях, характеризующиеся увеличением содержания изотопов различных элементов в 1.3–4.4 раза [3]. Современные модели происхождения химических аномалий связывают обычно с селективными механизмами ускорения частиц в рамках стохастического ускорения Ферми II рода, описываемого уравнением Фоккера-Планка. При этом коэффициенты пространственной и импульсной диффузии зависят от заряда (Q) и атомного номера (A) данного химического элемента.

2. Модель ускорения и аналитические решения

Для рассмотрения изотопных особенностей в СКЛ будем исходить из уравнения Фоккера-Планка, описывающего прирост энергии частицы и её утечку из области:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} p^2 (ap^n) \frac{\partial f}{\partial p} - \frac{f}{T_x} . \quad (1)$$

Здесь f – функция распределения частиц, зависящая от Q и A ; $D_p(p) = ap^n$ – коэффициент диффузии в импульсном пространстве и $T_x = 1/bp^m$ – характерное время ухода частиц из области за счёт пространственной диффузии, $T_x \sim L^2/\pi^2 D_x$ (L – пространственный масштаб области ускорения). Коэффициенты диффузии в координатном и импульсном пространствах (соответственно, D_x и D_p) могут быть найдены в рамках квазилинейного подхода в теории плазмы и определяются взаимодействием волна – частица, если турбулентность представляет собой набор волн со случайными фазами. В случае Альвеновских волн эти величины были вычислены в работе [4]:

$$\begin{aligned} D_p \equiv ap^n &= D_{p0} \left(\frac{Q}{A} \right)^{2-s} p^n & (a > 0, \quad n = s-1 \text{ при } s < 2 \text{ и } n = 1 \text{ при } s \geq 2) \\ \frac{1}{T_x} \equiv bp^m &= \pi^2 D_{x0} \left(\frac{Q}{A} \right)^{s-2} p^m / L^2 & (b > 0, \quad m = 3-s \text{ при } s < 2 \text{ и } m = 1 \text{ при } s \geq 2) \end{aligned} \quad (2)$$

где s – показатель степени в распределении плотности энергии турбулентности по волновому числу k . Как видно, решение будет различным при $s < 2$ и $s \geq 2$. После серии преобразований стационарного уравнения (1), которые мы здесь опускаем, оно приводится к уравнению для функции Макдональда, K , решение которого будет:

$$f = \begin{cases} \text{const} \times p^{-s/2} K_{s/2(3-s)} \left(\sqrt{\frac{\tau_a}{\tau_e}} \frac{1}{3-s} \left(\frac{Q}{A} \right)^{s-2} E^{(3-s)/2} \right), & s < 2 \\ \text{const} \times p^{-1} K_1 \left(\sqrt{\frac{\tau_a}{\tau_e}} \left(\frac{Q}{A} \right)^{s-2} E^{1/2} \right), & s \geq 2 \end{cases} \quad (3)$$

где нерелятивистская энергия выражена в МэВ/нуклон и нормирована на 1 МэВ/нуклон (так же и, соответственно, импульс); величины $\tau_a = p^2/D_p$ и $\tau_e = L^2/\pi^2 D_x$ представляют собой характерные времена ускорения и утечки частиц из области, отнесённые к 1 МэВ/нуклон и $Q = A = 1$.

Как следует из приведённого решения (при заданных E и отношении τ_a/τ_e), подстановка различных величин A позволяет изучать особенности в ускорении (и распространении) разных изотопов СКЛ, считая, что их заря-

ды идентичны. Определим превышение содержания изотопов с массами A_1 и A_2 относительно их естественной распространённости (в солнечном ветре, SW) как

$$\alpha = \frac{F(A_1) / F(A_2)}{F_{SW}(A_1) / F_{SW}(A_2)} \quad (4)$$

Здесь мы перешли от функции распределения по импульсам f , к функции распределения по энергиям F , согласно соотношению $F = 4\pi p^2(dp/dE)f$, оставив в (4) в качестве аргумента лишь атомную массу. Положим в качестве Q одинаковый для разных изотопов заряд, равный его тепловому (инжекционному) значению [5], а вместо энергии подставим её среднюю величину в интервале измерений (12–60 МэВ/нуклон [3]). Таким образом, параметрами наших расчётов будут (помимо A) величины s и отношение времён τ_a/τ_e , влияние которых на α можно видеть на рисунках 1–2.

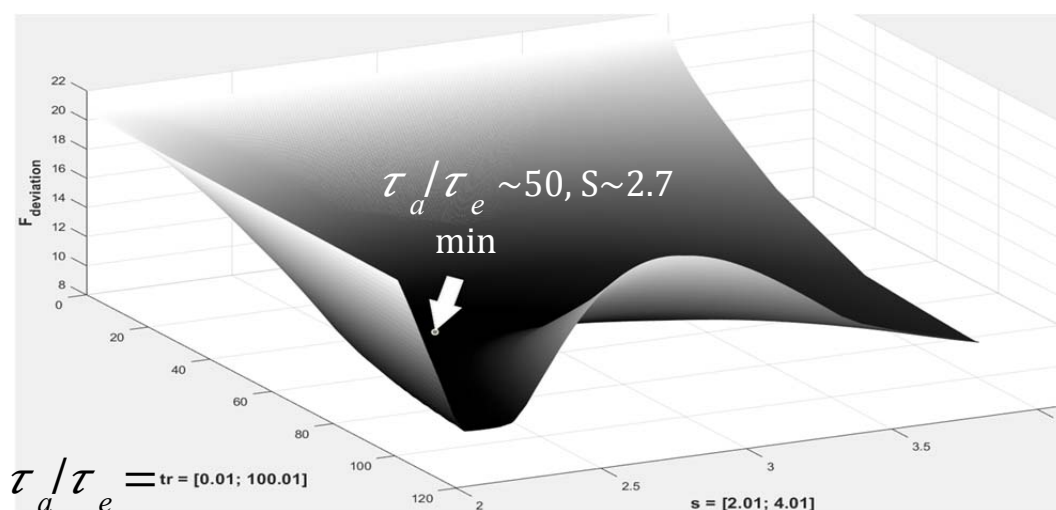


Рис. 1.

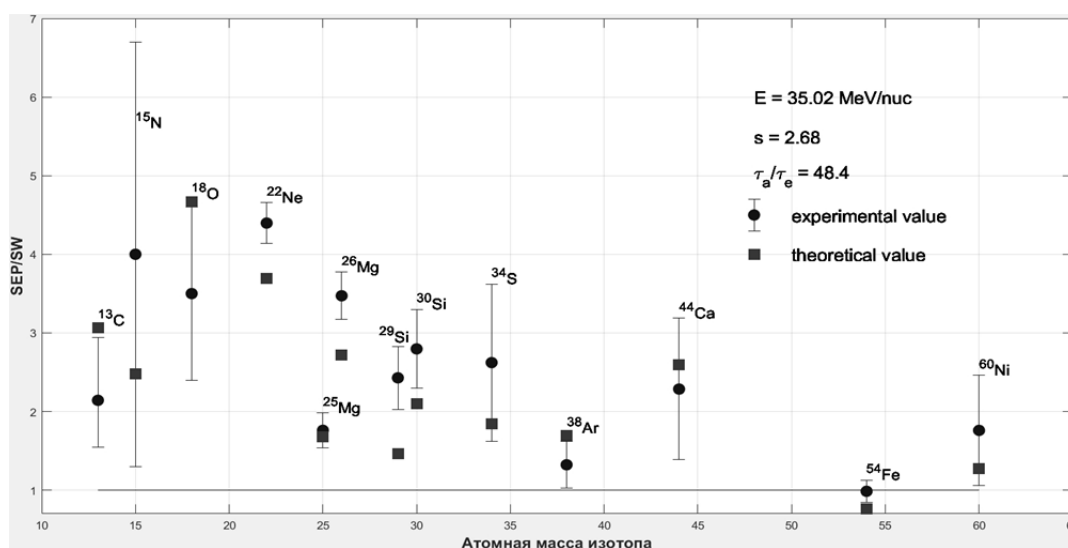


Рис. 2.

Была создана матрица из значений величины $s \in [2.01; 4.01]$ и отношений времён $\tau_a/\tau_e \in [0.01; 100.01]$ с заданным шагом. Далее вычислялось обогащение (4) для каждой пары параметров из данной матрицы и считалось суммарное отклонение от эксперимента по всем элементам. Данное отклонение записывалось в отдельную матрицу для удобства нахождения его минимума. Двумерная поверхность, описывающая этот функционал, представлена на рисунке 1 с обозначенной на ней светлой стрелкой расположения этого минимума.

3. Результаты и обсуждение

Итак, сравним наблюдаемые аномалии изотопного состава СКЛ с нашей теоретической моделью, рисунок 2. Обратим внимание, что ранее подобная процедура была проделана в работах [6,7] численными методами с включением даже большего числа эффектов, происходящих с частицей при её распространении в плазме. К ним относятся эффекты изменения заряда (во вспышечной области на Солнце [8]) и адиабатические потери энергии в межпланетной среде [9]. В этих работах также было получено ограничение на показатель s , $s > 3$, и на отношение времён, $\tau_a/\tau_e \gg 1$. Данное рассмотрение отличается своим аналитическим (т.е., более наглядным) подходом и говорит о преобладающей важности процессов, включённых в уравнение (1), хотя дополнительные эффекты из [6, 7], несомненно, имеют место при ускорении и распространении частиц.

Литература

1. *Kocharov L.G. and Kocharov G.E. // Space Sci. Rev., 1984, V. 38, P. 89.*
2. *Reames D.V. // Rev. Geophys. Suppl., 1995, V. 33, № S1, P. 585.*
3. *Wiedenbeck M.E. et al. // Ap J, 719:1212, 2010, doi:10.1088/0004-637X/719/2/1212.*
4. *Schlickeiser R. and Steinacker J. // Solar Physics, 1989, V.122, P.29.*
5. *Arnaud M. and Raymond J. // Ap J, 1992, V. 398, P. 394.*
6. *Kartavykh Yu.Yu. et al. // Ap J., 888:48, 2020, doi.org/10.3847/1538-4357/ab584e.*
7. *Kartavykh Yu.Yu. et al. // Ap J, 906:6, 2021, doi.org/10.3847/1538-4357/abc62a.*
8. *Ostryakov V.M. et al. // J. of Geophys. Res., 2000, V. 105, A12, P.27, 315.*
9. *Kartavykh Yu.Yu. et al. // Solar Physics, 2005, V. 227, №1, P. 123.*

НИЖНЯЯ ИОНОСФЕРА И ЗЕМНЫЕ ТЕКТОНИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ

Комитов Б.П.¹ и Кафтан В.И.²

¹*Институт астрономии с НАО-БАН, София, Болгария*

²*Геофизический центр РАН, Москва, Россия*

THE LOW IONOSPHERE AND TERRESTRIAL TECTONIC PROCESSES

Komitov B.P.¹ and Kaftan V.I.²

¹*Institute of Astronomy and NAO-BAS, Sofia, Bulgaria*

²*Geophysical Center RAS, Moscow, Russia*

The possible relationships between the low ionosphere conditions and terrestrial tectonic events during high solar activity episodes is a subject of this study. There are observation indications that during such episodes the electric fields between low ionosphere (D and E layers) and Earth's surface and lithosphere could play important role for trigger activation of seismic or volcanic events if the corresponding geodynamic conditions are close to near-critical level. The solar X-ray mega-flare (X9.3) from September 06 2017 and the Mexican earthquake ($M = 8.1$) approximately during the same time are considered in details as an example. The inverse piezoelectric effect is one of most possible physical mechanisms for the explanation of above mentioned relationships. The possibility to use SID-monitor (VLF) data for studying of these phenomena is briefly discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-161-164

1. Введение

В последние годы появляются доказательства о том, что физические каналы триггерного влияния солнечной активности на тектонические процессы Земли (землетрясения и вулканические извержения) с большой вероятностью имеют характер электрических взаимодействий литосферы и нижней ионосферы (слои D и E). Часть из этих взаимодействий, по всей видимости, реализуется посредством геомагнитной активности, вызванной высокоскоростными выбросами солнечной корональной массы (ВКМ) вызывающими флуктуации параметров солнечного ветра вблизи Земли. Обычно временная константа таких связей составляет около 1.5–2 суток. На такой тип взаимосвязи солнечной активности с сильными землетрясениями магнитудой $M \geq 5.6$ косвенно указывают недавно полученные результаты Мартичелли и др. [1]. Однако с другой стороны возможны и физические каналы, при которых эти триггерные эффекты воздействия солнечной активности на земные тектонические процессы основаны на прямом влиянии мощных рентгеновских солнечных вспышек, либо тесно связанных с ними солнечных протонных событий на параметры нижней ионосферы – так называемые «внезапные ионосферные смещения» (SID-

явления; Sudden Ionospheric Disturbances). Это может привести к существенному сокращению временной «константы» триггерного эффекта.

Анализ возможностей изучения связей между параметрами нижней ионосферы и мощными тектоническими явлениями во время эпизодов экстремальной гелио-геофизической обстановки является предметом настоящей работы.

2. Солнечная «мега-вспышка» (X9.3) 06 сентября 2017 года и связанные с ней геофизические явления

Одним из лучших примеров, связанных с тематикой настоящей работы, является солнечная рентгеновская мега-вспышка 06 сентября 2017 года. Её можно считать самым мощным эруптивным событием во время 11-летнего солнечного пятнообразовательного цикла за номером 24 в Цюрихском ряде. Она достигла своей максимальной фазы с интенсивностью X9.3 в момент 12^h03^m (UT). Первопричиной этого события является активная область Солнца AR12673 с кратким номером 2673 (рис. 1 а,б). Однако в предыдущие 48 часов этот регион генерировал также две другие крупные вспышки: умеренно-мощную M5.5 и вторую с показателем X2.2. С этими вспышками связаны солнечные протонные события, которые вызвали радиационную бурю продолжительностью более 48 часов. Она началась около полуночи 05 сентября как слабая (балл S1), ненадолго достигла средней мощности (балл S2), после чего немного ослабела. Однако вспышка X9.3 привела к усилению радиационной бури и получила балл S3 (большая мощность) около полуночи 7–8 сентября. Около 07 сентября UT = 21^h Земли достиг выброс солнечной корональной массы (ВКМ) и началась очень мощная геомагнитная буря (Kp = 8). В UT = 23^h49^m произошел мощный сейсмический толчок (M ≈ 8.1). Его эпицентр находился вблизи тихоокеанского побережья Мексики. Очевидцы сообщили о слабом свечении непосредственно у земной поверхности на высоте нескольких метров. Оно появилось за некоторое время перед толчком и сохранялось во время землетрясения.

Примерно в то же время на удалении ~12000 км от Мексики наблюдалось следующее интересное явление. На рис. 1в показана фотография, сделанная смартфоном 07 сентября в ~20^h местного времени (UT~17^h) в районе населенного пункта Старо Оряхово, (область Варна, Болгария) 6 сентября 2017 года, около четырех часов до начала геомагнитной бури. Серыми стрелками показано свечение вблизи земной поверхности, по всей видимости, это «коронный разряд», который иногда наблюдается у высоковольтных электролиний. Для возникновения свечения такого типа необходима интенсивность электрического поля порядка $E \geq 500$ вольт/м. В метеорологическом отношении погода была спокойной, ясной. По нашему мнению это явление никак не связано с геомагнитной бурей (которая началась позже), но скорее всего, вызвано вариациями параметров нижней

ионосферы в результате солнечной вспышки и повышенного потока солнечных протонов высокой энергии ($E \geq 10$ MeV). Надо отметить, что в отличие от тихоокеанского побережья Мексики, район Старо Оряхово слабо сейсмичен. Случаи появления подобного свечения в указанном районе зарегистрированы также ранее 2017 года. Относительно более полная информация имеется о подобном событии от 6 мая 2015 года. Оно совпадает по времени с активной космической погодой, обусловленной солнечной вспышкой M1.9.

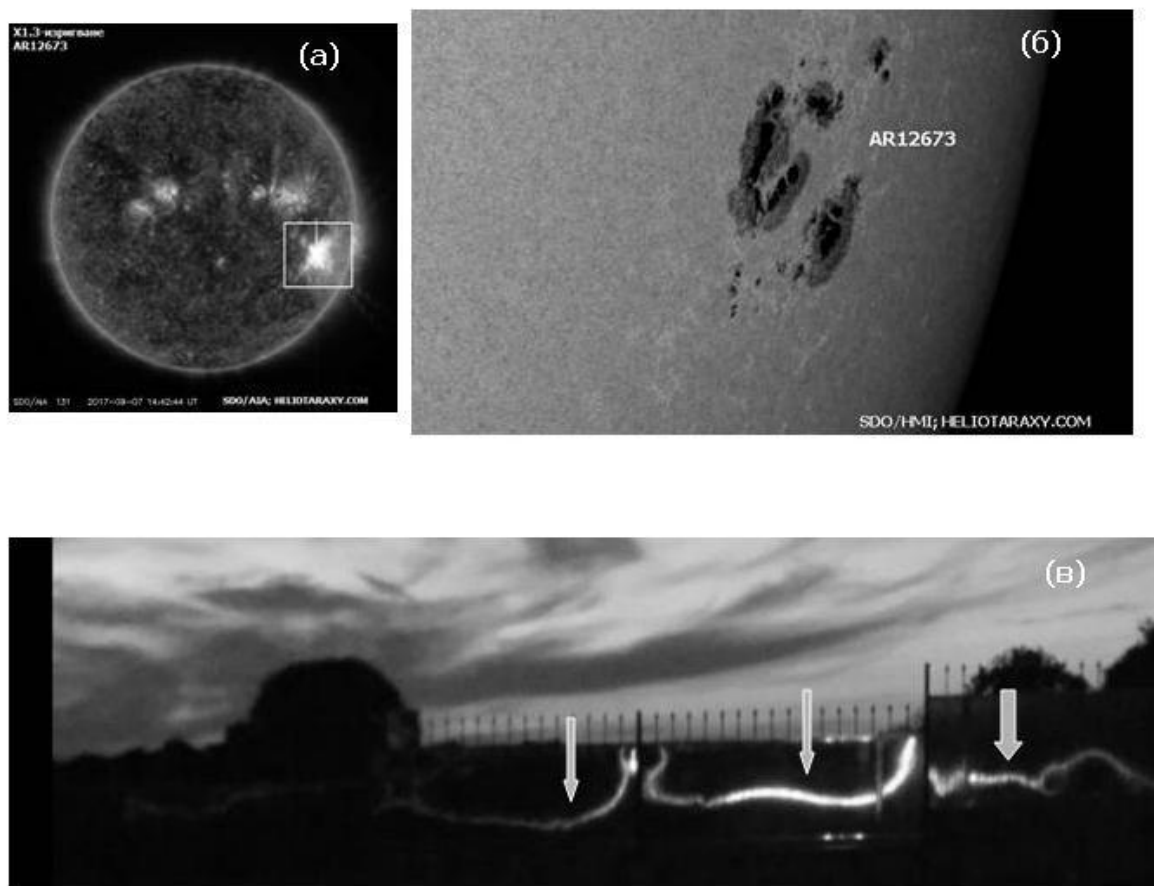


Рис. 1.

3. Дискуссия

Случаи наблюдения приземного свечения во время проявлений активной космической погоды достаточно редки. Эти явления могут быть связаны также с дополнительными факторами (характеристиками рельефа земной поверхности, минеральным составом горных пород, строением литосферы, метеорологическими условиями и т.п.). Поэтому они могут наблюдаться в достаточно редких случаях во время триггерной активизации тектонических событий, и не обязательно в тектонически активных районах. Скорее всего, они являются сопутствующими явлениями солнечно-тектонических триггерных эффектов. Однако эти случаи приземного свечения, по нашему мнению, являются индикаторами возникновения или

усиления интенсивности электрических полей взаимодействия между земной поверхностью и нижней ионосферой во время эпизодов активной космической погоды. Это может происходить из-за изменения параметров слоев D и/или E за счет рентгеновских солнечных вспышек, или солнечных протонных событий, что привело бы к изменениям электрического потенциала между ионосферой и земной поверхностью. Если данный район характеризуется блоковой неоднородностью литосферы, где накоплены упругие тектонические напряжения, дестабилизация электрического взаимодействия ионосферы с земной поверхностью может сыграть роль триггера возникновения землетрясения или вулканического извержения. Вероятным физическим механизмом такого триггерного воздействия может быть обратный пьезоэлектрический эффект [1–3].

Имея ввиду характер явлений, являющихся предметом исследований настоящей работы, мы считаем, что весьма полезным источником информации является база данных SID-явлений Национального агентства по океану и атмосфере США (<ftp.ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/ionospheric-data/sids/reports>). Она содержит наблюдательные данные нескольких десятков станций, регистрирующих абсорбцию или отражение низкочастотных радиосигналов (VLF) от нижней ионосферы в диапазоне 5–50 kHz. Данные охватывают интервал 1958–2014 гг. В качестве дополнительного источника нами будут также использованы наблюдения на частоте 24 kHz при помощи SID-монитора за 2012–2017 гг. в Народной астрономической обсерватории им. Юрия Гагарина в г. Стара Загора, Болгария.

Литература

1. *Martichelli V., Harabaglia P., Troise C., De Natale G.* On the correlation between solar activity and large earthquakes worldwide // *Sci. Reports, Open Access*, 2020, doi.org/10.1038/s41598-020-67860-3
2. *Комитов Б., Кафтан В.* 2019, Анализ временного среднегодовых значений общепланетарного вулканического индекса (VEI) за последние ~400 лет. О возможной связи с солнечной и геомагнитной активностью / XXIII Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца, «Солнечная и солнечно-земная физика – 2019», (7–11 октября 2019, ГАО Санкт-Петербург) с. 229-232. DOI:10.31725/0552-5829-2019-229-232
3. *Комитов Б.П., Кафтан В.И.* Солнечная активность, вулканизм и климат / XXV Всероссийская конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2021» (4–8 октября 2021, ГАО РАН, Санкт-Петербург), с. 165-168. DOI: 10.31725/0552-5829-2021-165-168.

ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ, МАРКИРУЮЩИХ АКТИВНЫЕ ДОЛГОТЫ В МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ МЕЖДУ ЦИКЛАМИ 24/25

Костюченко И.Г.¹, Вернова Е.С.²

¹*Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Москва, Россия*

²*Санкт-Петербургский Филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*

THE STATISTICAL CHARACTERISTICS OF THE ACTIVE REGIONS FORMING THE ACTIVE LONGITUDE DURING THE SOLAR ACTIVITY MINIMUM BETWEEN THE SOLAR CYCLES 24/25

Kostyuchenko I.G.¹, Vernova E.S.²

¹*Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow, Russia*

²*IZMIRAN, St.-Petersburg Filial, St. Petersburg, Russia*

The active longitudes phenomenon is discussed in the recent several decades, but is still not understood. It was shown previously [1–2], that during the solar activity minima the majority of large sunspot groups and the strongest local magnetic fluxes are concentrated in the relatively narrow band of the Carrington longitudes. A relatively small number of sunspots on the rest of the solar disk makes it possible to reliably identify sunspot groups that can be assigned to active longitude and to study their statistical characteristics. We analyzed the sunspot areas data from Dr. Lisa Upton and Dr. David Hathaway database and data represented by the WSO synoptic maps for the last solar activity minimum (2017–2020 yy). We found that during this period the rotational velocity of the active longitude band exceeded the Carrington velocity by about 0.33 deg /day. Sunspot groups which were observed on the active longitude were concentrated mainly inside 6°–14° of latitude and 54% of groups had area more than 100Msh. The rotational velocity of 85% of these sunspot groups was lower than the found rotational velocity of the possible source of the active longitude but in average sunspot groups associated with the active longitudes rotated faster than sunspot groups outside of the active longitudinal band.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-165-168

Введение

Вопрос о существовании активных долгот (АД) является дискуссионным, а природа этого феномена остается не понятна. Ранее было показано [1–2], что в фазе минимумов солнечной активности (СА) наиболее крупные и долгоживущие группы солнечных пятен (активные области, АО) наблюдаются преимущественно в относительно узких интервалах Кэррингтоновских долгот. Такие долготные интервалы можно интерпретировать как активные долготы. Относительно небольшое количество АО на солнечном диске в течение минимумов СА позволяет достаточно надежно выделить группы пятен, которые могут быть отнесены к активной долготе, и проверить, отличаются ли их статистические характеристики от средних

для групп пятен в минимумах СА. Для анализа был выбран последний, наиболее слабый и продолжительный минимум СА между циклами 24–25. Используются данные о координатах и площадях солнечных пятен из каталога <http://solarcyclescience.com/activeregions.html>, а также значения магнитных потоков, полученные из магнитографических синоптических карт обсерватории Вилкокса (<http://wso.stanford.edu>). Исследовалось распределение групп пятен по площади, по широте и по скорости вращения.

Результаты и обсуждение

Из эволюции долготного распределения групп солнечных пятен в минимуме СА между циклами (рис. 1а) видно, что наиболее крупные активные области появляются преимущественно в относительно узкой полосе Кэррингтоновских долгот.

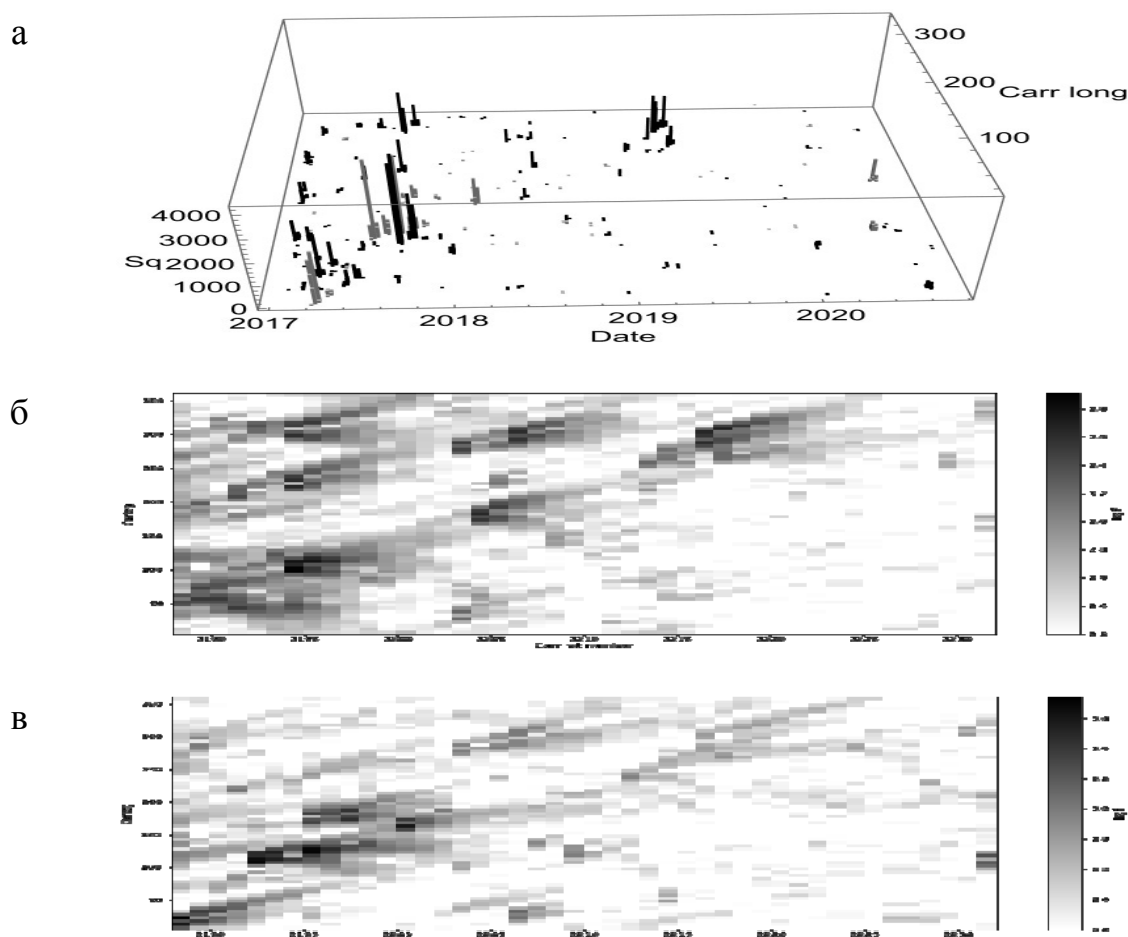


Рис. 1. а – долготно-временное распределение групп пятен в северном (черный) и южном (серый) полушариях, 2017.2 – 2020.5 г. По оси Z – значения площади групп пятен, суммированные за 3 дня; б–в – Последовательность магнитографических синоптических карт обсерватории Вилкокса в северном (б) и южном (в) полушариях за тот же период; каждая точка на карте – логарифм абсолютного значения интегрального магнитного потока в полосе 5° по долготе и 45° по широте в черно-белой шкале от 150 до 4000 μT ; ось X – время в номерах Кэррингтоновских оборотов, ось Y – Кэррингтоновская долгота.

Положение этой полосы в Кэррингтоновской системе координат постепенно смещается со временем, как это было отмечено ранее в случае предыдущих минимумов СА [1–2]. На магнитографических синоптических картах обсерватории Вилкокса (рис. 1б-в) этой полосе долгот соответствуют наиболее высокие значения магнитного потока. Эти наблюдательные факты подтверждают существование феномена активных долгот (АД).

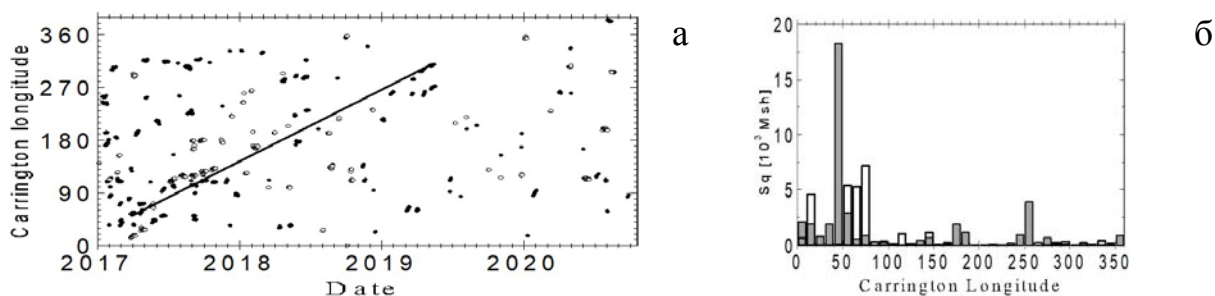


Рис. 2. а – долготно-временное распределение групп солнечных пятен и линейная интер-поляция зависимости Кэррингтоновский долготы наиболее крупных групп пятен на АД от времени; б – гистограмма распределения по Кэррингтоновской долготы суммарных за 2017–2020 г. площадей пятен в северном (серые) и южном (белые) колонки полушариях.

Скорость вращения их возможного долгоживущего источника определялась с помощью линейной интерполяции изменения со временем Кэррингтоновской долготы наиболее крупных (с площадью > 300 Msh) групп пятен за период 2017.2–2020 годы (рис. 2а). Полученное смещение 123.3°/год или 0.335°/день соответствует скорости вращения предполагаемого источника АД 26.6 дней. При построении гистограммы распределения суммарной за указанный период площади пятен по долготы (рис. 2б) фиксировалась Кэррингтоновская долгота групп пятен на момент $T_0 = 2017.2$, а для более поздних дат учитывалась найденная скорость смещения. Эта гистограмма позволила определить ширину полосы АД в северном и южном полушариях и выделить все группы пятен, наблюдавшихся в этой полосе в течение указанного периода времени. Результаты анализа групп пятен, наблюдавшихся в полосе АД и на солнечном диске вне АД, представлены на рисунках 3–4.

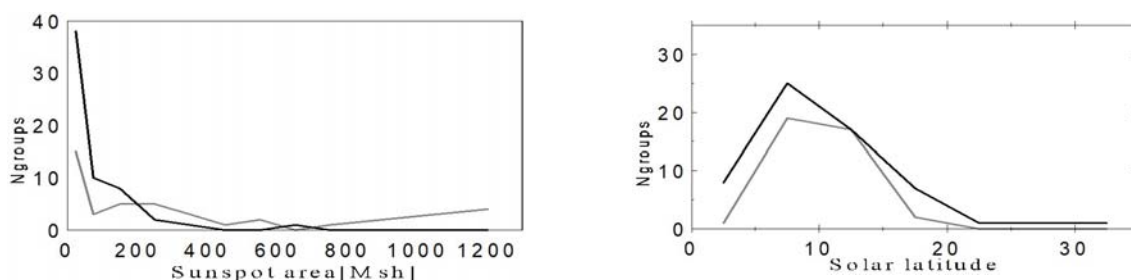


Рис. 3. Левая панель – распределение по размерам групп пятен в полосе АД (серая линия) и вне АД (черная); правая панель – распределение групп пятен по широте (соответствие цвета линий то же).

В зоне АД наблюдаются преимущественно крупные группы пятен, доля мелких групп существенно ниже (46%), чем в среднем на солнечном диске вне АД (80%) за один и тот же период времени.

Преимущественная широта появления групп пятен в полосе активных долгот более локализована в интервале широт 6° – 14° , чем в остальной части солнечного диска за тот же период времени; в отличие от всего диска, в области АД не наблюдается пятен в 5° зоне вокруг экватора. Следует отметить, что в интервале широт 6° – 14° в зоне АД группы наблюдались в течение всего рассмотренного периода, и при этом смещение во времени Кэррингтоновской долготы появления групп пятен, находящихся одновременно на разных широтах, происходит синхронно.

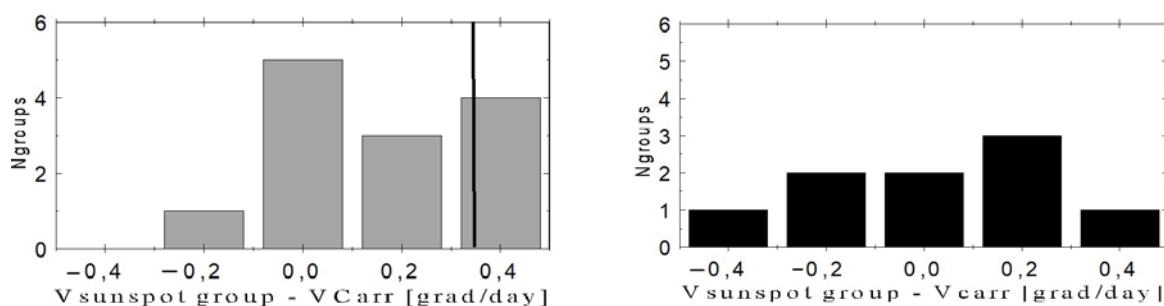


Рис. 4. Гистограммы распределения разности между скоростью вращения индивидуальных групп пятен и Кэррингтоновской для групп пятен, наблюдаемых в северном полушарии в полосе АД (левая панель) и на солнечном диске вне АД (правая панель). Рассматривались только группы, наблюдавшиеся не менее 8 дней. Вертикальная черта показывает скорость вращения предполагаемого источника АД.

Из гистограмм (рис. 4) следует, что группы пятен на АД вращаются в среднем быстрее, чем вне АД (только у 7% групп на АД скорость ниже Кэррингтоновской, вне АД таких групп 34%). Возможно, это связано с эпизодическим поступлением нового магнитного потока от источника АД. При этом важно отметить, что 85% групп пятен на АД вращаются медленнее, чем их предполагаемый источник. Это позволяет предположить, что источник АД расположен ниже области основания пятен и не связан с ними напрямую. Однако, небольшое количество использованных для построения этих гистограмм данных и существенные ошибки в определении скорости вращения крупных групп пятен делают полученный результат статистически ненадежным, поэтому в данном случае можно говорить только о тенденциях.

Литература

1. *Benevolenskaya, E.E., Kostyuchenko, I.G.* Active Longitudes in Minima of Solar Activity // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2014, Vol. 54, No. 8, pp. 1–7.
2. *Kostyuchenko, I.G., Benevolenskaya, E.E.* The Features of Longitudinal Distribution of Solar Spots during the Last 13 Solar Activity Minima // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, Vol. 55, No. 8, pp. 1039–1044.

**ДИНАМИКА ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН
ПРИ ИНДУЦИРОВАННОМ РАССЕЙАНИИ
НА ТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНАХ И ИОНАХ СОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ.
АНИЗОТРОПНЫЙ СЛУЧАЙ**

Кудрявцев И.В., Ватагин П.В.

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

**THE LANGMUIR WAVES DYNAMICS UNDER INDUCED
SCATTERING ON THERMAL ELECTRONS AND IONS
OF SOLAR PLASMA. THE ANISOTROPIC CASE**

Kudryavtsev I.V., Vatagin P.V.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

The time evolution of the spectral energy density of Langmuir waves in the case of induced scattering by thermal particles of solar plasma for the anisotropic case is considered. The results of numerical calculations are presented. It is shown, that the induced scattering of plasma waves result in not only to transfer the wave energy from waves with the big values of a wave vector k to waves with smaller values k , but also change of angular distribution of plasma waves. In this case, the full isotropization of Langmuir waves do not occur.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-169-172

Ленгмюровские волны играют важную роль при распространении в солнечной плазме электронов, ускоренных во время солнечных вспышек (например, [1]) и при генерации радио излучения в солнечной плазме [2–5]. Как известно, быстрые электроны при распространении в солнечной плазме возбуждают плазменные волны при развитии пучковой неустойчивости, и плотность энергии этих волн может достигать $(10^{-4}–10^{-3})W_T$, где W_T – плотность тепловой энергии плазмы. В работе [6] изучено индуцированное рассеяние ленгмюровских волн на тепловых частицах плазмы в стационарном изотропном приближении и было показано, что такое рассеяние приводит к трансформации спектра ленгмюровских волн в область малых волновых чисел. Происходит "перекачка" энергии ленгмюровских волн из области больших волновых чисел k в область малых k . Рассмотрим динамику ленгмюровских волн при их индуцированном рассеянии на тепловых частицах плазмы при анизотропном распределении волн. Согласно [4, 7] будем использовать следующее уравнение для функции распределения ленгмюровских плазмонов:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\vec{k}}^l}{\partial t} = & N_{\vec{k}}^l \frac{3V_{Te}}{2m_e n \omega_{pe}} \int \frac{N_{\vec{k}_1}^l (\vec{k}\vec{k}_1)^2 [k\vec{k}_1]^2 (k_1^2 - k^2)}{(2\pi)^{5/2} k^2 k_1^2 |\vec{k} - \vec{k}_1|^3} d\vec{k}_1 + \\ & + N_{\vec{k}}^l \frac{3\omega_{pe} T_e / T_i}{8n m_e V_{Ti} (1 + T_e / T_i)^2} \int \frac{N_{\vec{k}_1}^l (\vec{k}\vec{k}_1)^2 (k_1^2 - k^2)}{(2\pi)^{5/2} k^2 k_1^2 |\vec{k} - \vec{k}_1|} \exp\left(-\frac{\omega_-^2}{2k_-^2 V_{Ti}^2}\right) d\vec{k}_1 \end{aligned} \quad (1)$$

где $\omega_- = \omega'_k - \omega'_{k_1}$; $\vec{k}_- = \vec{k} - \vec{k}_1$; ω'_k и \vec{k} – частота и волновой вектор ленгмюровских волн, n – концентрация электронов плазмы, m_e – масса электрона, T_e и T_i – электронная и ионная температура плазмы, V_{Ti} и V_{Te} – тепловые скорости ионов и электронов плазмы.

Первое слагаемое правой части (1) описывает индуцированное рассеяние волн на тепловых электронах [7], а второе – на ионах [4]. Выражение для частоты ленгмюровской волны имеет вид

$$\omega_k^l = \sqrt{\omega_{pe}^2 + 3k^2 V_{Te}^2}. \quad (2)$$

Функция $N_{\vec{k}}^l$ связана с плотностью энергии волн W условием [4].

$$W = \int \frac{\omega_k^l N_{\vec{k}}^l}{(2\pi)^3} d\vec{k}. \quad (3)$$

Для расчетов будем использовать спектральную плотность энергии волн $W_{\vec{k}}$, введенную согласно выражению

$$W = \int W_{\vec{k}} d\vec{k}; \quad \text{тогда} \quad W_{\vec{k}} = \frac{\omega_k^l N_{\vec{k}}^l}{(2\pi)^3}. \quad (4)$$

Уравнение (1) описывает изменение $W(t, \mathbf{k})$ на временах, много меньших времени кулоновских столкновений. Выберем начальное условие. Пусть в момент времени $t = 0$ ленгмюровские волны возбуждены в диапазоне волновых чисел $0 \leq k \leq k_{max}$, а при $k > k_{max}$ имеем $W(t, \mathbf{k}) = 0$. Тогда рассмотрим начальное условие в виде

$$W(t = 0, \vec{k}) = A \cdot F(k) \cdot \chi(\theta, \varphi) \quad \text{и} \quad F(k) = (k_{max} - k) \cdot k^2 \cdot \exp\left(-\frac{(k - k_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5)$$

где $\chi(\theta, \varphi)$ описывает угловое распределение ленгмюровских волн, θ и φ – полярный и азимутальный углы, θ – угол между вектором \mathbf{k} и осью симметрии. A – нормировочный коэффициент, определяемый выражением

$$W(t = 0) = \int W(t = 0, \vec{k}) d\vec{k} = A \cdot \int_{k_{min}}^{k_{max}} F(k) k^2 dk \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \chi(\theta, \varphi) d\varphi \cdot \sin(\theta) d\theta. \quad (6)$$

Тогда

$$A = W(t = 0) / \left(\int_{k_{min}}^{k_{max}} F(k) k^2 dk \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \chi(\theta, \varphi) d\varphi \cdot \sin(\theta) d\theta \right) \quad (7)$$

Рассмотрим случай осевой симметрии и будем считать, что максимум углового распределения плазменных волн достигается при $\theta = 0$, и выберем $\chi(\theta, \varphi)$ в виде

$$\chi(\theta, \varphi) = b + \cos^2 \theta, \quad \text{для } 0 \leq \theta \leq \pi/2, \\ \chi(\theta, \varphi) = b, \quad \text{для } \pi/2 < \theta \leq \pi, \quad (8)$$

В качестве оси симметрии может быть выбрано направление распространения быстрых частиц возбуждающих ленгмюровские волны. Рассмотрим результаты расчетов для характерных для солнечной атмосферы значений концентрации электронов и температуры, а также при $C = 10^{-3}$, где

$$C = W / \left(\frac{3}{2} n k_B T_e \right). \quad (13)$$

На рис. 1–2 приведены результаты расчета при $n = 5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e = T_i = 5 \cdot 10^6 \text{ К}$, $\sigma = 0.1 k_{max}$, $k_{max} = \omega_{pe} / (2.5 V_{Te})$, $k_0 = 0.9 k_{max}$ и $b = 0.01$. Динамика спектральной плотности энергии ленгмюровских волн при $\theta = 0$ и $\theta = 180^\circ$ показана на рис. 1. Как видно из рисунков, при индуцированном рассеянии происходит «перекачка» энергии от волн с большими волновыми числами k к волнам с меньшими k . Этот эффект рассмотрен в работе [6] для изотропной плазмы. В анизотропном случае происходит угловое рассеяние волн, и появляются волны с $90^\circ < \theta < 180^\circ$. Появление плазменных волн с такими углами может приводить к нарушению условия резонанса с быстрыми электронами, которые обычно и возбуждают эти волны.

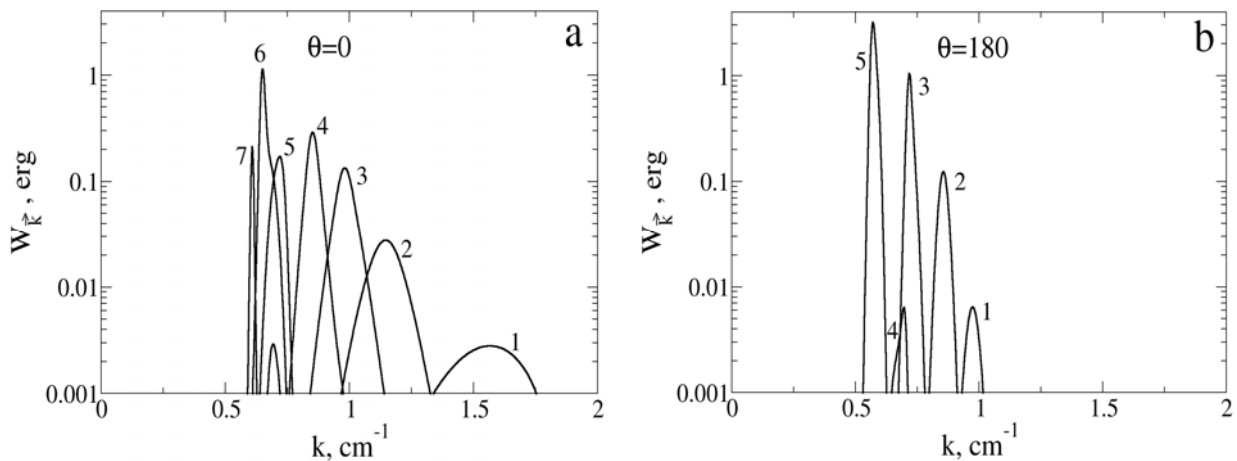


Рис. 1. Спектральная плотность энергии ленгмюровских волн для $\theta = 0$ (а): 1 – $t = 0$ с, 2 – $t = 5 \cdot 10^{-5}$ с, 3 – $t = 10^{-4}$ с, 4 – $t = 1.5 \cdot 10^{-4}$ с, 5 – $t = 2.2 \cdot 10^{-4}$ с, 6 – $t = 2.5 \cdot 10^{-4}$ с, 7 – $t = 3 \cdot 10^{-4}$ с и $\theta = 180^\circ$ (б): 1 – $t = 10^{-4}$ с, 2 – $t = 1.5 \cdot 10^{-4}$ с, 3 – $t = 2.2 \cdot 10^{-4}$ с, 4 – $t = 2.5 \cdot 10^{-4}$ с, 5 – $t = 3 \cdot 10^{-4}$ с.

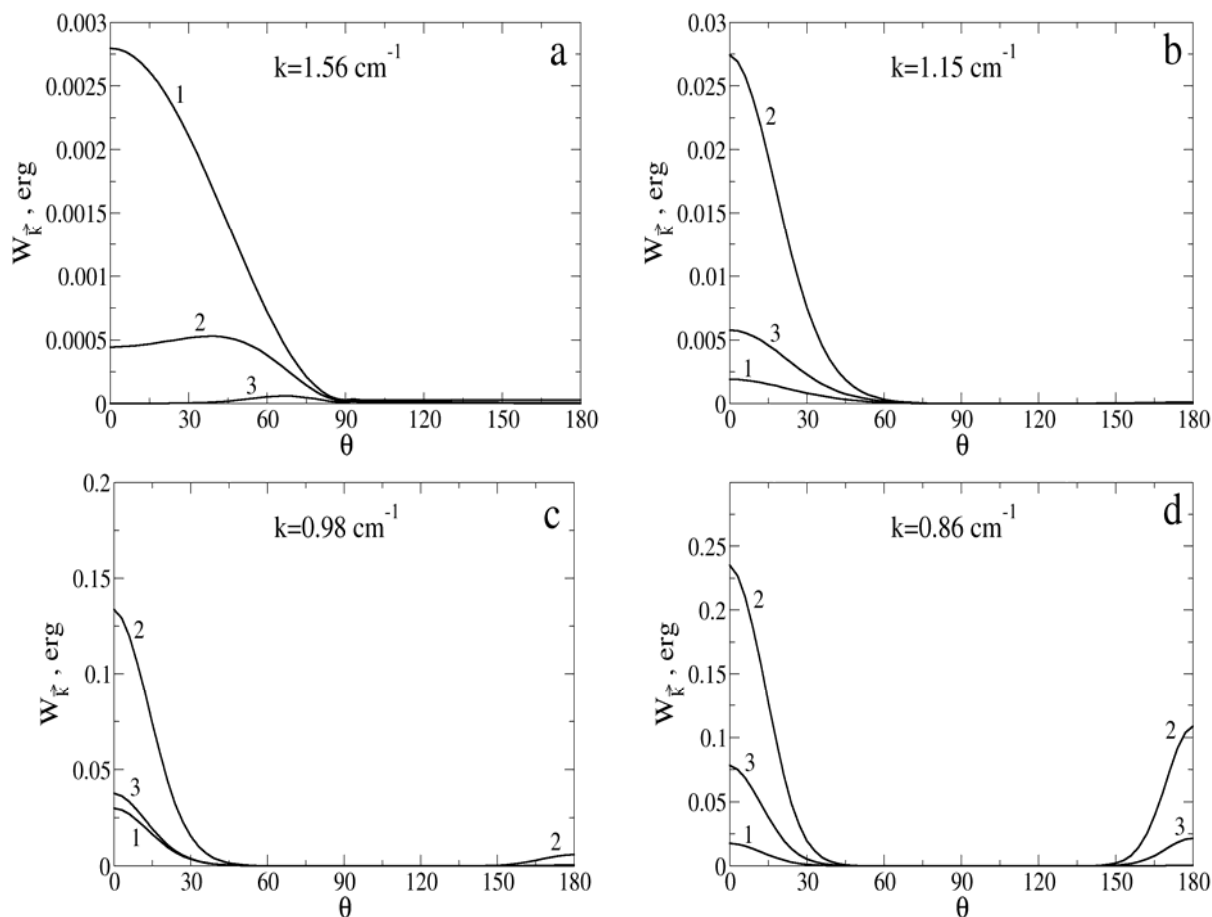


Рис. 2. Зависимость спектральной плотности энергии ленгмюровских волн от угла θ : (a): 1 – $t = 0$ с, 2 – $t = 2 \cdot 10^{-5}$ с, 3 – $t = 5 \cdot 10^{-5}$ с; (b): 1 – $t = 2 \cdot 10^{-5}$ с, 2 – $t = 5 \cdot 10^{-5}$ с, 3 – $t = 8 \cdot 10^{-5}$ с; (c): 1 – $t = 8 \cdot 10^{-5}$ с, 2 – $t = 1 \cdot 10^{-4}$ с, 3 – $t = 1.2 \cdot 10^{-4}$ с; (d): 1 – $t = 1.2 \cdot 10^{-4}$ с, 2 – $t = 1.5 \cdot 10^{-4}$ с, 3 – $t = 1.6 \cdot 10^{-4}$ с;

На рис. 2 приведены угловые распределения волн для значений k , соответствующих некоторым максимумам W_k^- , приведенным на рисунке 1а. На рис. 2с-d виден рост интенсивности волны с $\theta > 90^\circ$. Принципиально важным является то, что индуцированное рассеяние ленгмюровских волн не приводит к их изотропизации. Таким образом, при изучении взаимодействия плазменных волн с быстрыми электронами и при расчетах радиоизлучения необходимо учитывать анизотропию ленгмюровских волн, поскольку они генерируются анизотропно.

Литература

1. Железняков В.В., Зайцев В.В. // *Астроном. журнал*. Т.47(1). С.60 1970.
2. Гинзбург В.Л., Железняков В.В. // *Астроном. журнал*. Т.35(5). С.694 1958.
3. Железняков В.В., Зайцев В.В. // *Астроном. журнал*. Т.47(2) С. 308 1970.
4. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат. 424 с. 1971.
5. Zaitsev V.V., Stepanov A.S. // *Solar Physics*. V.88. P. 297-313. 1983.
6. Liperovskii V.A., Tsytovich V.N. // *Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1969, V.57(4), p.1252.
7. Цытович В.Н. Нелинейные эффекты в плазме. – М.: Наука, 1967. 268 с.

ГЕЛИОСФЕРНЫЙ МОДУЛЯЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ, СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И СКОРОСТЬ РОСТА БОЛОТНЫХ ОТЛОЖЕНИЙ НА СЕВЕРО-ЗАПАДЕ РОССИИ В ГОЛОЦЕНЕ

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Дергачёв В.А.¹

¹*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

HELIOSPHERIC MODULATION POTENTIAL, SOLAR ACTIVITY AND RATE OF BOG SEDIMENTS ON NORTH-WEST OF RUSSIA IN THE HOLOCENE

Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Dergachev V.A.¹

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

²*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

Valuable sources of information about the Earth's climate change in the past are swamp sections that have existed for many thousands of years. One of the possible reasons for the Earth's climate change are variations in solar activity. Thus, during the Little Ice Age (LIA) took place the well-known decreases in solar activity (SA) – the global minima of Spörer, Maunder and Dalton. The paper considers the rate of formation of peat layers in some swamps and traces the relationship with variations in solar activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-173-176

Максимум последнего ледникового периода, как известно, имел место около 20 тысяч лет назад. Затем наступила эпоха перехода от Ледникового Периода к Голоцену (см., например, [1]). Теплый период Голоцена наступил около 12 тысяч лет назад и длится до настоящего времени. Однако климатические изменения происходили и в Голоцене, например, во втором тысячелетии нашей эры наблюдался Малый Ледниковый Период (МЛП). Что интересно, во время МЛП наблюдались хорошо известные минимумы солнечной активности (СА) – минимумы Шпёлера (1450–1540 гг. н.э.), Маундера (1645–1715 гг. н.э.) и Дальтона (1790–1820 гг. н.э.). Следует также отметить и минимум СА Орта (1040–1080 гг.), который предшествовал МЛП. Имеется указание на то, что минимумы СА имели место и раньше, например, в первом тысячелетии до нашей эры. Таким образом, встает важный вопрос о влиянии СА на земной климат.

Изучение солнечной активности в до инструментальную эпоху стало возможным с появлением данных по содержанию космогенных изотопов в природных архивах. Эти изотопы образуются под действием космических лучей (КЛ) в атмосфере Земли и отражают изменение интенсивности КЛ из-за вариаций СА, геомагнитного поля и вспышек на звёздах и на Солнце. К таким изотопам относятся, в первую очередь, изотопы ¹⁴C и ¹⁰Be, накоп-

ливающиеся, соответственно, в годовых кольцах деревьев и ледниках полярных зон.

В данной работе рассматривается взаимосвязь СА и климатических изменений на Земле с целью изучения влияния СА на вариации климата. Ценными источниками информации об изменении климата Земли в прошлом, кроме колец деревьев и слоёв льда, являются разрезы болотных и озёрных отложений, которые несут информацию о климате за тысячи лет. В работах [2, 3] приведены результаты исследования слоев торфа болот и донных отложений озер для ряда болот и озер в Ленинградской и Новгородской областях во время окончания последнего Ледникового периода и Голоцена. В этих работах при изучении болотных отложений исследовались слои торфа толщиной 10 см, датировка которых проводилась с помощью радиоуглеродного метода, после чего производился пересчет в календарные годы.

Полученные в работах [2, 3] результаты позволяют рассмотреть скорость роста некоторых болот: на рис. 1А,В приведена скорость роста Никольско-Лютинского болота с 12-го тысячелетия до н.э. до середины 19 века н.э. Данные для этого болота являются наиболее информативными для обозначенной цели работы. Под скоростью роста болот мы будем понимать отношение толщины слоя торфа к его временной привязке. Следует отметить период повышенной скорости роста болот длительностью в несколько сотен лет с максимумом около 658 года нашей эры. Этот период можно интерпретировать как «климатический оптимум», после которого наступил МЛП и спад скорости роста болотных отложений. Особо стоит выделить минимумы скорости роста между 700 и 200 гг. до н.э. (рис. 1В). На рисунке 2 приведена реконструкция Гелиосферного Модуляционного Потенциала (ГМП), полученная с учетом вариаций климата [4]. Как видно из этого рисунка, на указанный временной интервал приходятся два минимума ГМП: около 700 гг. до н.э. и 300 гг. н.э. Таким образом, уменьшение скорости болотных отложений можно интерпретировать как результат падения глобальной температуры, вызванный уменьшением СА. Кроме этого, весьма вероятно, что около 9100 и 8200 гг. до н.э. на Солнце имели место глобальные минимумы активности, которые отмечены на рис. 2. С другой стороны мы видим, что скорость болотных отложений на временном интервале 10000–7000 лет до н.э. была минимальной.

На рис. 1 также виден резкий рост скорости болотных отложений после 7000 г. до н.э. со спадом около 5000 г. до н.э. Это увеличение может быть связано с ростом СА (с максимумом около 6710 г. до н.э.), вызвавшим рост глобальной температуры на Земле. Таким образом, можно сделать заключение, что изменение скорости болотных отложений для Никольско-Лютинского болота хотя бы частично связано с вариациями земной температуры, которые вызваны вариациями СА. На временном интер-

вале 5000 г. до н.э. – начало нашей эры происходили колебания скорости роста отложений.

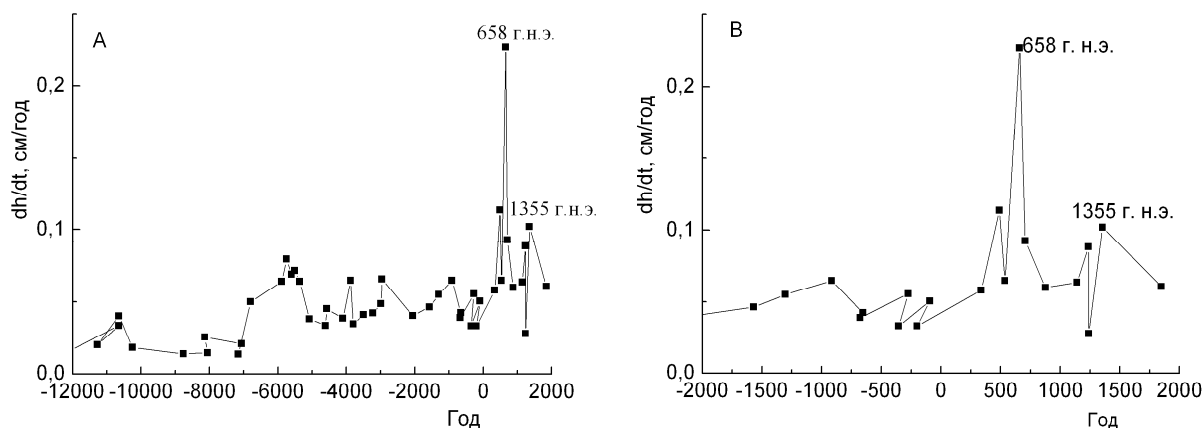


Рис 1. Скорость болотных отложений для Никольско-Лютинского болота.

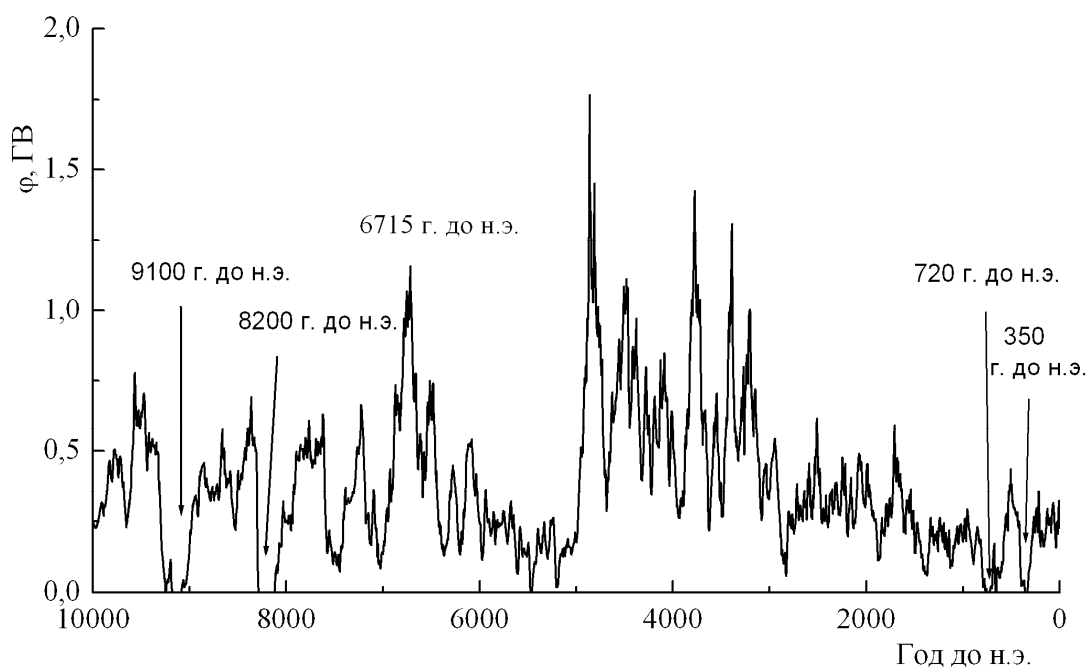


Рис. 2. Гелиосферный модуляционный потенциал согласно работе [4].

Рассмотрим теперь болото Sammin Suo [2], скорость роста болотных отложений для которого приведена на рис. 3 и которая достигает минимального значения также в первом тысячелетии до н.э., т.е. приходится на то же временной интервал что и для Никольско-Лютинского болота. Приблизительно с середины 6-го тысячелетия до н. э. и до ~2000 г. до н. э. наблюдается спад скорости отложений. Максимум скорости отложений также приходится на вторую половину 1-го тысячелетия нашей эры.

Для болота Ширинский Мох [2] также можно выделить рост скорости отложений с 7000 г. до н.э. со спадом к 5000 г. до н.э., а также минимум в середине первого тысячелетия до нашей эры (рис. 4). Так же как и в

предыдущем случае наблюдается спад скорости отложений на интервале ~ (5500–2000) гг. до н.э., которому может соответствовать спад ГМП (рис. 2).

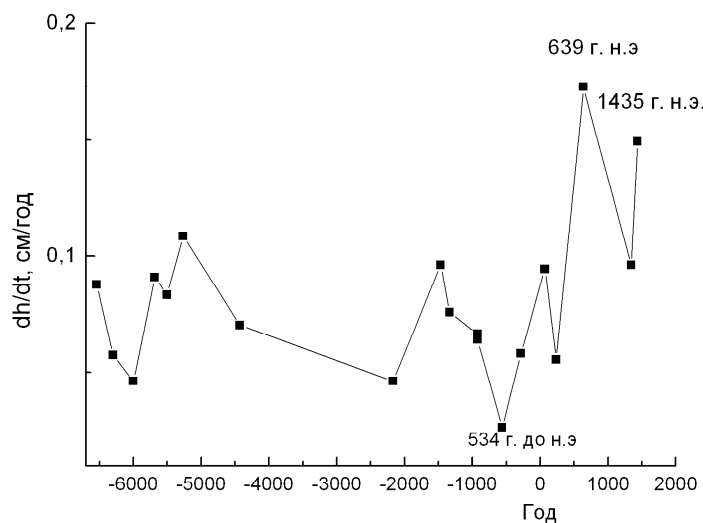


Рис. 3. Скорость болотных отложений для болота Саммин Суо (Sammin Suo bog).

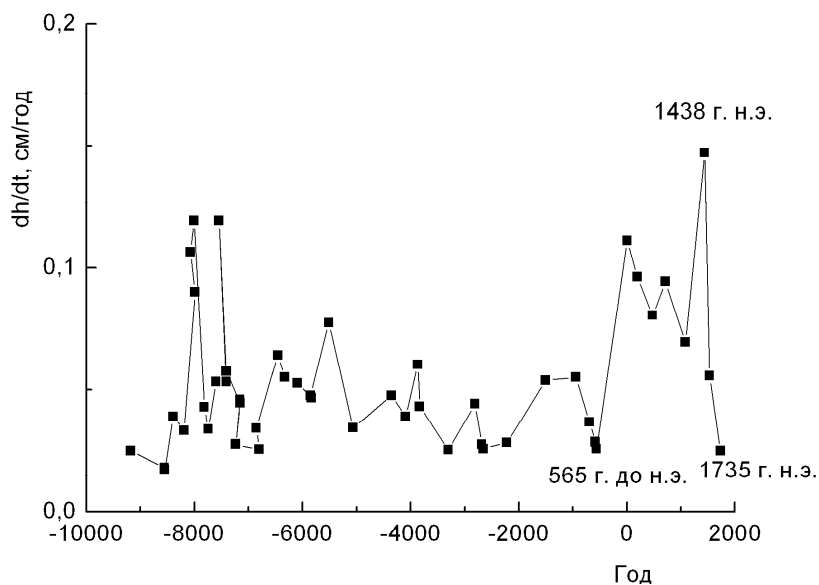


Рис. 4. Скорость болотных отложений для болота Ширинский Мох.

Литература

1. Marcott S.A. and Shakun J.D. // Pages Magazine. V. 23(1). P. 28. 2015.
2. Arslanov Kh. A. et al. // Radiocarbon, 1999, V.41, No. 1, P.25.
3. Arslanov Kh. A. et al. // Radiocarbon, 2001, V. 43, No. 2B, P. 581.
4. Арсланов Х.А., Дергачев В.А., Максимов Ф.Е., Кудрявцев И.В. // Ученые записки Казанского Университета. Серия Естественные науки, 2022, Т. 164, кн. 1. С. 135–165
5. Dergachev V.A. and I.V. Kudryavtsev // 2021 Journal of Ph., Conf. Ser.
6. Kudryavtsev I.V. and V.A. Dergachev // Geomagnetism and Aeronomy, 2021, V. 61, No. 7, pp. 1057–1062

СОДЕРЖАНИЕ КОСМОГЕННЫХ ИЗОТОПОВ ^{10}Be И ^{14}C В ПРИРОДНЫХ АРХИВАХ, ВАРИАЦИИ КЛИМАТА ЗЕМЛИ И СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ В СЕРЕДИНЕ ГОЛОЦЕНА

Кудрявцев И.В.¹, Дергачёв В.А.¹, Наговицын Ю.А.²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

THE CONTENTS OF COSMOGENIC ISOTOPES ^{10}Be AND ^{14}C IN NATURAL ARCHIVES, EARTH'S CLIMATE VARIATIONS AND SOLAR ACTIVITY IN THE MIDDLE HOLLOCENE

Kudryavtsev I.V.¹, Dergachev V.A.¹, Nagovitsyn Y.A.²

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

²Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

The data GISP2 on the content of the cosmogenic isotope ^{10}Be in the ice of Greenland are considered. The reconstruction of the Heliospheric Modulation Potential (HMP) on the time interval (6000–1348) BC is presented. It is shown, that in this time interval there is the decline in the HMP, which is consistent with the decline in global surface temperature after 3000 BC and the decline in the HMP obtained from radiocarbon data. Thus, the decline in global surface temperature of Earth after 3000 BC may be the result of a decrease in solar activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-177-180

На рис. 1 приведены данные GISP2 по содержанию космогенного изотопа ^{10}Be во льдах Гренландии [1] на временном интервале, включающем в себя часть последнего Ледникового Периода, переход к Голоцену и большую часть Голоцена. В работе [2] был рассмотрен переход от Ледникового Периода к Голоцену и проанализирован интервал 12000–8000 лет до нашей эры (до н.э.) с целью выяснения связи между вариациями солнечной активности и земного климата.

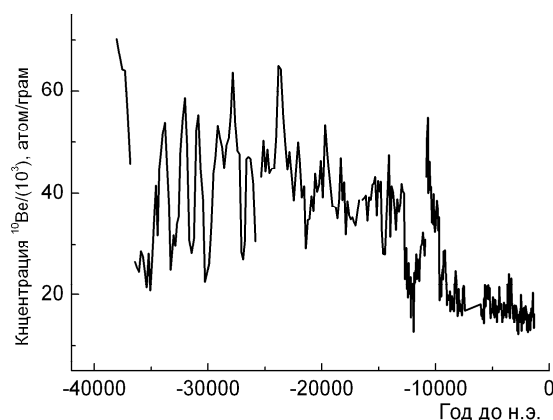


Рис. 1. Содержание изотопа ^{10}Be во льдах Гренландии, GISP2 [1].

В настоящей работе мы рассмотрим Средний Голоцен (рис. 2А), а именно временной интервал с 6000 года до нашей эры (г. до н.э.). Данные GISP2 содержат значение концентрации изотопа ^{10}Be в слоях льда (C , атомов на грамм образца). При этом приведены верхние и нижние границы этих слоёв («Depth top» и «Depth bot», соответственно), а также соответствующим этим границам возраст ($t_{i,\text{top}}$ и $t_{i,\text{bot}}$). На рис. 2В приведена скорость образования этих слоёв (т.е. скорость роста ледника $D_i = (h_{i,\text{bot}} - h_{i,\text{top}}) / (t_{i,\text{bot}} - t_{i,\text{top}})$, где i – номер слоя. Для реконструкции скорости генерации изотопа ^{10}Be в атмосфере Земли под действием космических лучей необходимо перейти от их концентрации C , которая приводится в количестве атомов на грамм вещества (льда) к количеству частиц, осаждающихся на поверхность ледника единичной площади в единицу времени. Так как в данных GISP2 приводятся толщины слоев с их временной привязкой, то количество атомов ^{10}Be , содержащихся в слое i , отнесенное к единице поверхности за временной интервал $(t_{i,\text{bot}} - t_{i,\text{top}})$, будет равно произведению $\rho C_i (h_{i,\text{bot}} - h_{i,\text{top}})$, где ρ – плотность льда. Тогда, плотность потока атомов ^{10}Be , осаждающихся в единицу времени на поверхность ледника будет:

$$P_i = \rho C_i (h_{i,\text{bot}} - h_{i,\text{top}}) / (t_{i,\text{bot}} - t_{i,\text{top}}). \quad (1)$$

Теперь становится возможным рассчитать значение скорости образования генерации изотопа ^{10}Be в земной атмосфере $Q(t)$ в рассматриваемые моменты времени. Для этого, аналогично предыдущим работам различных авторов (например [1, 2, 5]), будем использовать линейную связь

$$Q(t) = k \cdot P(t). \quad (2)$$

Остановимся подробнее на выборе коэффициента пропорциональности k . Значение коэффициента k зависит от места расположения скважины и может зависеть от климатических условий (см., например [5]), и эта зависимость недостаточно изучена. Для образцов, датировка которых захватывает вторую половину 20-го века, значение k может быть найдено из сопоставления расчетных значений ГМП при различных значениях k с определенными при помощи измерений. Так, данные по содержанию изотопа ^{10}Be NGRIP охватывают интервал 1389–1994 гг. н.э., а в работе [6] отмечено, что среднее значение ГМП за период 1950–2000 гг. н.э. составляет ≈ 0.8 ГВ. Это дало возможность произвести оценку коэффициента k . Так согласно работе (Kudryavtsev, 2020), для данных NGRIP $k \approx 0.35$. Для данных GISP2 такой возможности не существует, так как эти данные охватывают временной интервал от 3 тысяч лет до 40 тысяч лет в прошлом. Поэтому однозначного выбора значения k для данных GISP2 не существует.

Реконструкция Гелиосферного модуляционного потенциала (ГМП) проводилась согласно работам [3, 4]. Для этого решалось следующее уравнение:

$$Q(t) = \sum_{i=1}^2 \int_0^{\infty} Y_i J_i(E, \varphi(t)) (1 - f(E, M(t))) dE, \quad (3)$$

где $Q(t)$ – скорость образования в атмосфере изотопа ^{10}Be ; t – время; f – функция, описывающая противодействие проникновению заряженных частиц в земную атмосферу со стороны магнитного поля Земли (см. например, [3]); M – геомагнитный дипольный момент; Y_i – функции, описывающие генерацию изотопа ^{10}Be под действием протонов ($i = 1$) и α -частиц ($i = 2$) первичных КЛ в атмосфере Земли (Polunin et al., 2016); J_i – спектр частиц ГКЛ на уровне орбиты Земли; φ -ГМП.

Расчеты ГМП на основе уравнения (3) проводились с учетом изменения магнитного поля Земли [6] (рис. 2С) и приведены на рис. 3 для различных значений коэффициента k и $\rho = 1 \text{ г/см}^3$.

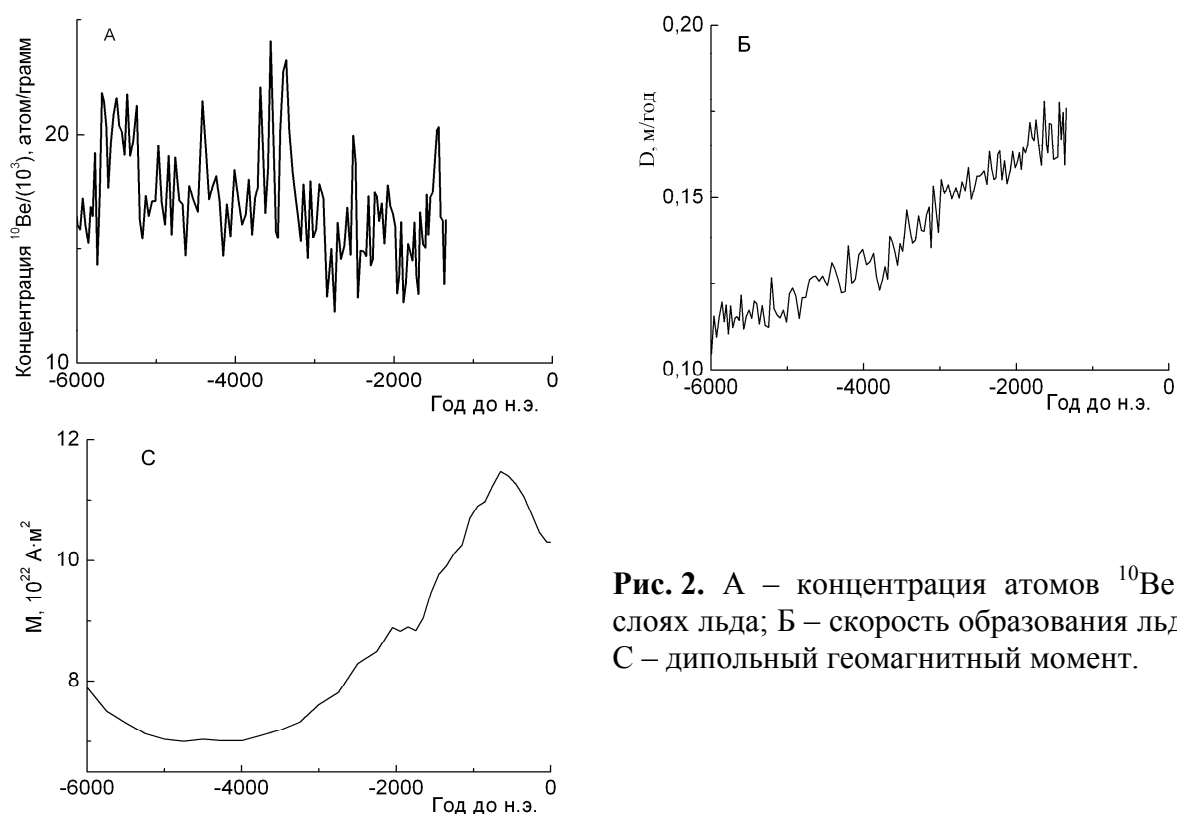


Рис. 2. А – концентрация атомов ^{10}Be в слоях льда; Б – скорость образования льда; С – дипольный геомагнитный момент.

Из рис. 3 следует, что на интервале 6000–1500 лет до н.э. солнечная активность и ГМП уменьшаются и это уменьшение становится сильнее после ~2500 лет до н.э.

На рис. 4А приведено изменение приземной температуры в этот временной интервал согласно работе [7] и можно видеть её уменьшение. В работе [8] были рассмотрены реконструкции ГМП с учетом изменения земного климата на основе радиоуглеродных данных. Одна из таких реконструкций приведена на рис. 4В и на этом рисунке можно видеть резкий спад ГМП после ~ 3000 г. до н.э.

Таким образом, можно сделать заключение, что спад глобальной температуры после 3000 г. до н.э. может быть связан с понижением СА.

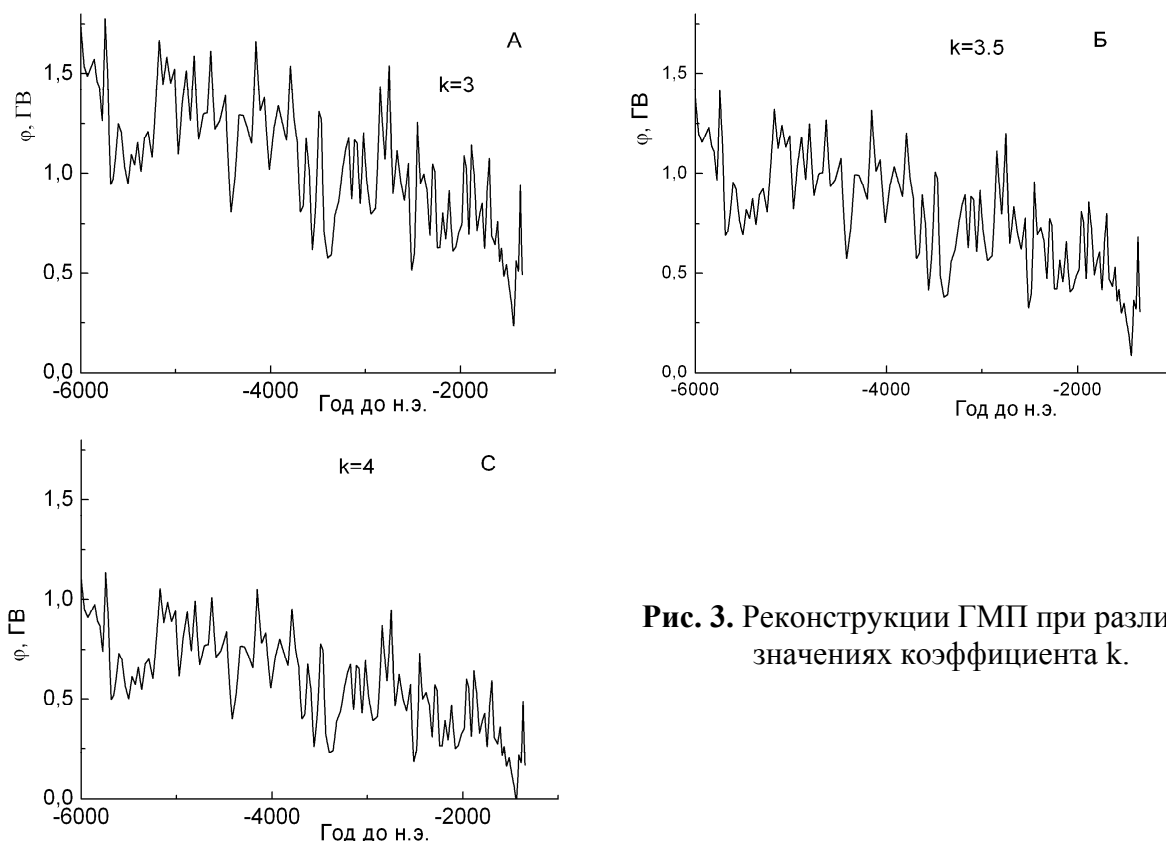


Рис. 3. Реконструкции ГМП при различных значениях коэффициента k .

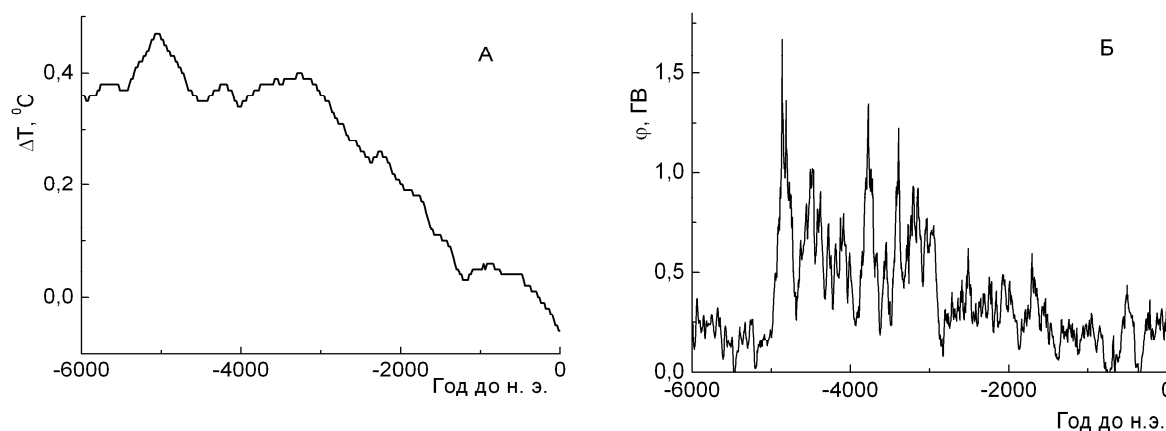


Рис. 4. Изменение глобальной приземной температуры [7]; Б – реконструкция ГМП согласно работе [8].

Литература

1. Finkel R.C. and Nishiizumi K.J. // Geophys. Res., 1997, V. 102, P. 26699
2. Kudryavtsev I.V., Dergachev // Geomag. and Aeronomy, 2021, V61(7). P 1057.
3. Kovaltsov et al. // Earth Planet. Sci. Lett. V. 337- 338. P. 114. 2012.
4. Poluyanov et al. // J. Geophys. Res.: Atmos. V. 121. P. 8125. 2016
5. Ogurtsov M.G. // Astronomy Letters. V.44. P.278. 2018.
6. Muscheler R. et al. // Solar Physics. V. 291. P.3025. 2016.
7. Knudsen M.F. et al. // Earth Planet. Sci. Lett., 2008, V. 272, P. 319
8. Shakun J.D. et al. // Nature, 2012, V. 484, P. 49-55
9. Dergachev V.A. and Kudryavtsev I.V. // Journal of Ph., Conf. Ser., 2021, V.2103,1. 012025

ДЕПРЕССИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАК ОТКЛИК НА ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДЖЕТА

Кузьменко И.В.

Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

DEPRESSION OF MICROWAVE EMISSION AS A RESPONSE TO THE APPEARANCE OF A JET

Kuzmenko I.V.

Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

Numerous ultraviolet jets were observed on the images of the SDO/AIA space observatory in March 2015. They originated in the active region with a complex magnetic configuration which was located near the eastern limb of the Sun. One of the jets caused a response in the microwave range as a radio emission depression (negative burst) at frequencies of 2–17 GHz. An analysis of observations in different spectral ranges showed that the jet originated to the north of the stationary radio source associated with the large sunspot. Its material absorbed the radiation of the regions of the quiet Sun and the flare radio source. Small jets to the west of the active region were also observed at this time, so the total screening area of the quiet Sun regions was >1% of the solar disk area. The absorption value was greater than in other cases due to the fact that the material of two jets returned to the surface of the Sun. The radio burst before the depression of radio emission was impulsive and there was no other activity on the Sun. The combination of these factors was the reason for the appearance of a negative burst with a small depth.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-181-184

Отрицательные всплески в микроволновом диапазоне представляют собой временную депрессию интегрального потока радиоизлучения ниже квазистационарного уровня. В ряде работ было показано, что, в основном, причиной депрессий радиоизлучения являлось поглощение низкотемпературной плазмой эруптивного волокна излучения локальных радиоисточников [1, 2], а также обширных областей спокойного Солнца [2 и ссылки в ней]. В некоторых случаях излучение радиоисточников экранировалось веществом джетов [3, 4], которые представляют собой мелкомасштабные выбросы плазмы, наблюдаемые в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах.

В марте 2015 г. на солнечном диске наблюдалась развивающаяся активная область NOAA 12297, имеющая сложную магнитную конфигурацию $\beta\gamma\delta$. С 7 по 9 марта 2015 г. она находилась вблизи восточного лимба Солнца и в ней возникали многочисленные джеты. Только один из них вызвал отклик в микроволновом диапазоне в виде депрессии радиоизлучения на частотах 2–17 ГГц около 00:30 UT (рис. 1а). Целью этого исследования было выяснение возможных причин его возникновения, для чего проводился анализ изображений Солнца в различных диапазонах спектра.

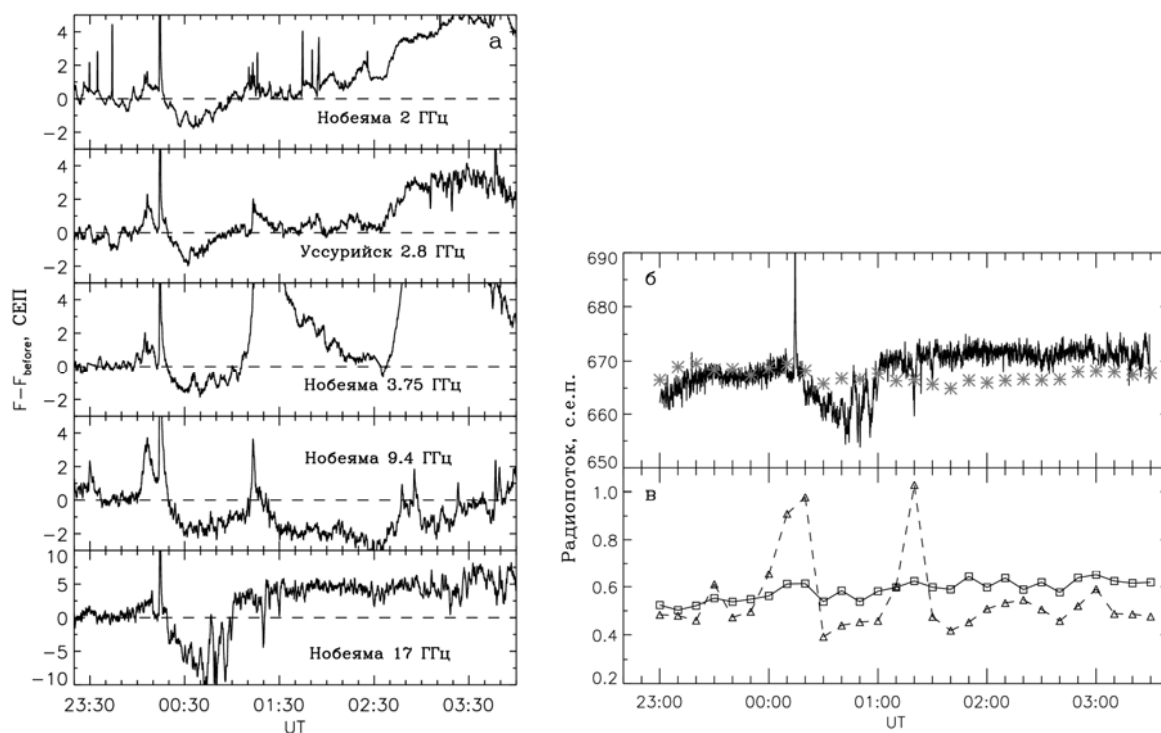


Рис. 1.

Отметим, что на записи депрессии радиоизлучения на 17 ГГц (рис. 1а) мог быть сбой в работе приемной аппаратуры: депрессия на других частотах не превышала 2 с.е.п. (солнечных единиц потока, $1 \text{ с.е.п.} = 10^{-22} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$), тогда как на частоте 17 ГГц она достигла 10 с.е.п. Чтобы скорректировать запись, по перекалиброванным изображениям радиогелиографа Нобейма (NoRH) на частоте 17 ГГц с интервалом в 10 мин был рассчитан интегральный поток излучения от всего диска Солнца, величины которого показаны звездочками на рис. 1б. Видно понижение радиопотока около 00:30, хотя и не такое глубокое, как на записи радиополяриметра Нобейма на 17 ГГц. При расчете временного профиля потока радиоизлучения по фрагменту солнечного диска, охватывающего активную область и ее окрестности, выявлено, что глубина депрессии не превышала 1 с.е.п.

Анализ изображений NoRH на 17 ГГц за период 23:00–02:30 показал, что в активной области над крупным пятном находился стационарный радиоисточник (рис. 2а), а к северу от него существовала область, которая периодически увеличивала свою яркость. Вероятно, она являлась областью источника радиовсплеска. Назовем ее северным радиоисточником, а стационарный источник – южным. Положение радиоисточников показано контурами на рис. 2б,в. На изображении NoRH в 00:30 (рис. 2в) видно, что северного источника нет. Возможно, после вспышки его интенсивность уменьшилась, к тому же, судя по изображениям, он был закрыт темным веществом выброса. Поглощающее вещество наблюдалось и на солнечном диске, что указывает на его низкую температуру (яркостная температура спокойного Солнца на частоте 17 ГГц – 10000 К).

На рис. 1 в приведены временные профили радиопотока от северного (квадраты) и южного (треугольники) радиоисточников, рассчитанные по изображениям NoRH в интервале 23:00–02:30 с учетом компенсации солнечного вращения на 00:30. Северный источник имел большие вариации радиопотока, тогда как поток от южного оставался довольно стабильным. Максимальное увеличение потока северного источника происходило во время вспышек, а во время его уменьшения около 00:30 и 01:30 наблюдались джеты. Северный радиоисточник можно рассматривать как вспышечный, величина потока которого изменялась со временем.

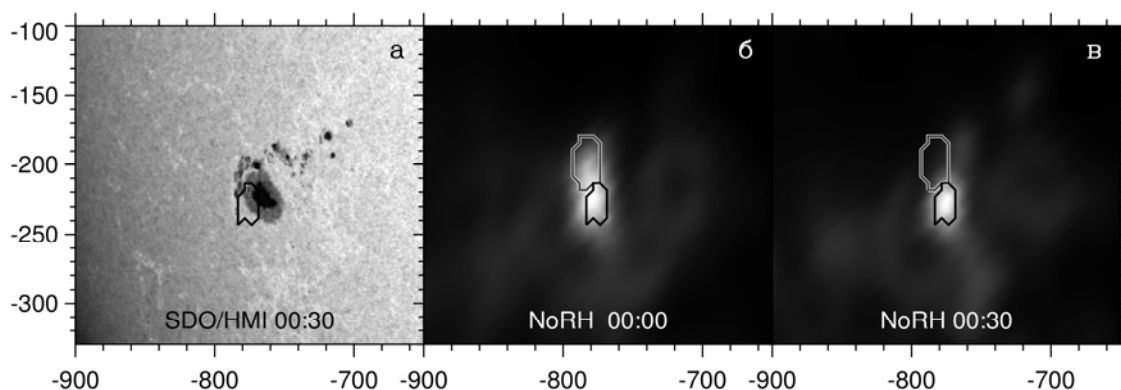


Рис. 2. Изображения активной области в белом свете (а) и на частоте 17 ГГц (б,в).

Рис. 3 представляет джеты на разностных изображениях части солнечного диска по данным SDO/AIA в канале 304 Å. Вещество джетов затеняло, в основном, области спокойного Солнца, а их основания совпадали с положением северного радиоисточника. Около 00:40 (рис. 3а) также наблюдались джеты к северо-западу от активной области.

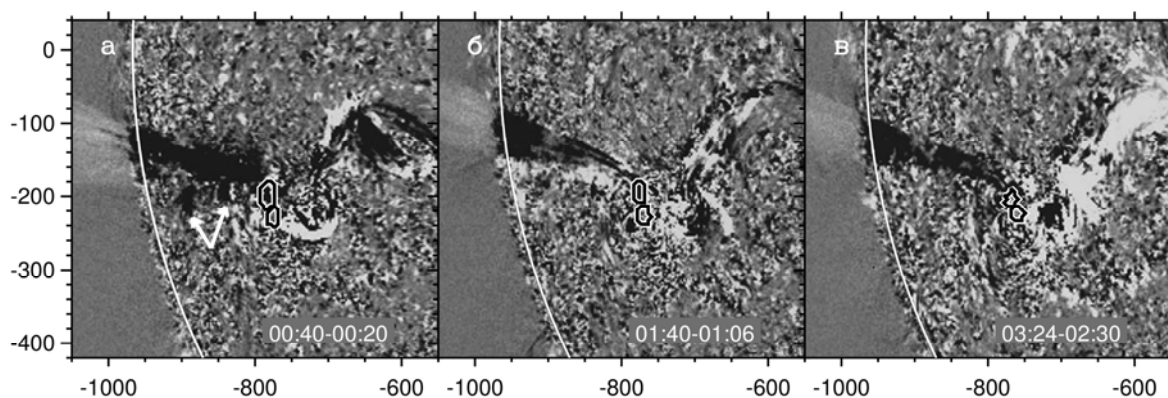


Рис. 3. Джеты на разностных изображениях по данным SDO/AIA в канале 304 Å.

С использованием изображений в 304 Å мы определили среднюю величину и площадь поглощения на диске на уровне 15%-го снижения яркости. Максимальная глубина поглощения наблюдалась во время джета в 00:30 и составила 81%. Отметим, что 9 марта друг за другом произошли

две вспышки – C1.1 с началом в 00:03 и C3.0 в 00:12, откликом на которые были следовавшие друг за другом радиовсплески (рис. 1а). Во время первой вспышки начался выброс вещества, которое поднималось по закрытым петлям (на них указывают стрелки на рис. 3а), и которое догнал джет в 00:30, связанный со второй вспышкой. В результате обратно на солнечную поверхность возвращалось вещество уже двух джетов, т.е. плотность вещества и масса были больше, чем в других случаях.

Общая площадь поглощения учитывала площадь джетов к западу от активной области и площадь части джетов над лимбом до $1.14 R_{\odot}$ (радиорadius на частоте 2 ГГц, где еще наблюдалась депрессия радиоизлучения). В 00:40 она составила $>1\%$ от площади солнечного диска.

Джеты около 01:40 и 03:20 (рис. 3б,в) визуально были похожи на джет в 00:30, но оцененная площадь поглощения их веществом излучения областей спокойного Солнца была примерно в 2 раза меньше. Временной ход пересчитанного по изображениям NoRH интегрального потока излучения на частоте 17 ГГц (рис. 1б) показывает понижение его значений в 01:40. Однако на более низких частотах радиовсплеск с началом в 01:10 не был импульсным (рис. 1а), наблюдалось послевсплесковое увеличение потока, поэтому депрессия радиоизлучения отсутствовала. Во время же возникновения джета около 03:20 происходило увеличение активности к западу от активной области, что привело к повышению уровня радиоизлучения на частотах < 17 ГГц (рис. 1а), на фоне которого отрицательный всплеск небольшой глубины мог быть не заметен.

Таким образом, отрицательный всплеск 9 марта около 00:30 был вызван поглощением радиоизлучения, в основном, областей спокойного Солнца возвратным веществом джетов, наблюдавшихся к востоку и северо-западу от активной области, а также затенением вспышечного радиосточника. Непосредственно перед исследуемым джетом возник еще один, в результате чего обратно на солнечную поверхность возвращалось вещество уже двух джетов, что, вероятно, увеличило общую массу возвратного вещества и площадь поглощения. Что немаловажно, радиовсплеск перед депрессией радиоизлучения был импульсным, а какая-либо активность в других областях Солнца отсутствовала. Совокупность всех этих факторов и вызвала возникновение отрицательного всплеска небольшой глубины.

Литература

1. *Sawyer C.* // *Solar Phys.*, 1977, V. 51, P. 203.
2. *Grechnev V.V., Kuzmenko I.V., Uralov A.M. et al.* // *Publ. Astron. Soc. Jap.*, 2013, V. 65, S10.
3. *Grechnev V.V., Lesovoi S.V., Kochanov A.A. et al.* // *J. Atmosph. and Solar-Terr. Phys.*, 2018, V. 174, P. 46.
4. *Кузьменко И.В.* // *Солнечно-земная физика*, 2020, Т. 6, №. 3, С. 26.

АНАЛИЗ И РАСЧЕТ МОДЕЛИ ЭРУПТИВНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

**Купряков Ю.А.^{1,2}, Бычков К.В.², Белова О.М.²,
Горшков А.Б.², Kotrč P.¹**

¹*Астрономический институт Академии наук Чешской Республики,
Ондřejов, Чешская Республика*

²*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

ANALYSIS AND CALCULATION OF AN ERUPTIVE PROMINENCE MODEL

**Kupryakov Yu.A.^{1,2}, Bychkov K.V.², Belova O.M.²,
Gorshkov A.B.², Kotrč P.¹**

¹*Astronomical Institute, Academy of Sciences of the Czech Republic,
Ondřejov, Czech Republic*

²*Sternberg Astronomical Institute, M.V. Lomonosov Moscow State University,
Moscow, Russia*

Some types of eruptive prominences are closely related to solar flares and sometimes even form part of the flare process. When these objects are observed at the edge of the visible solar disk, they are very difficult to distinguish from each other. Only detailed spectral studies allow us to decide what we have observed, a prominence or a flare. We present an analysis of the event that occurred on the eastern limb on April 21, 2015 at 13:05–13:58 UT, which was observed by a horizontal telescope and a spectrograph (Ondřejov observatory). The studied eruption of a strongly curved prominence was preceded by a limb flare in the same active region starting at 10:30 UT. The eruption of a strongly curved prominence was accompanied by the appearance of a soft X-ray source and strong heating of the prominence plasma. The purpose of this work is to study the behavior of the emission intensity curves in the H CaII, H β , D₃, H α , and Ca IR 8542 Å lines during the development of the prominence and compare the results with calculated values. Calculations are performed in the lines of hydrogen, the CaII ion, and the helium atom, taking into account the main processes that determine the radiation of an opaque gas in spectral lines. The results are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-185-188

Введение

Некоторые типы эруптивных протуберанцев тесно связаны с солнечными вспышками, а иногда даже составляют часть процесса вспышки. Когда эти объекты наблюдаются на краю видимого солнечного диска, их очень трудно отличить друг от друга. Только детальные спектральные исследования позволяют решить вопрос, что же мы наблюдали, протуберанец или вспышку. Эруптивные события на лимбах дают хорошую возможность интерпретировать спектры. Мы представляем анализ события на восточном лимбе 21 апреля 2015 г. в 13:05–13:58 UT [1], которое наблюдалось спектрографами HSFA2 и MFS на Ondřejov Observatory. Изучаемому

извержению сильно искривленного протуберанца предшествовала лимбовая вспышка в той же активной области, начиная с 10:30 UT. Затем появилась вспышечная аркада петель и надлимбовые источники мягкого рентгеновского излучения. После чего последовал сильный нагрев плазмы протуберанца [2].

Наблюдения и обработка

Мы идентифицировали структуры, наблюдаемые в спектрах $\text{H}\alpha$, с деталями на фильтрограммах, и проанализировали эволюцию скоростей доплеровских компонент. На рис. 1 видно, что синяя и красная составляющие достигают скорости более 100 км/с. Вся система вращается.

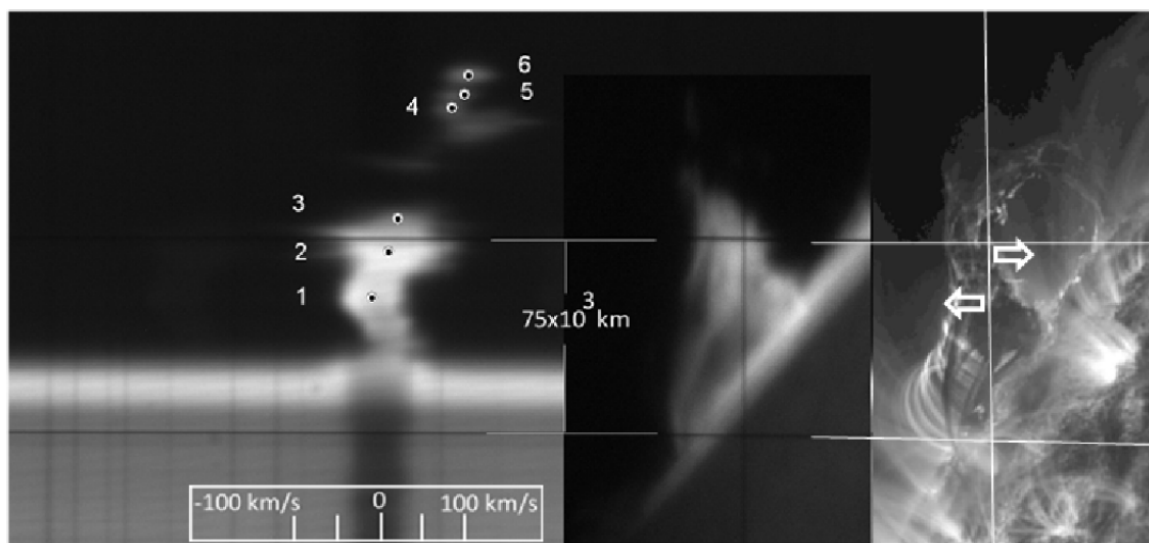


Рис. 1. Спектр $\text{H}\alpha$ на момент 13:21:11 UT (слева). Цифры соответствуют фотометрическим разрезам. Внизу шкала скоростей. В центре — изображение на щели в линии $\text{H}\alpha$. Справа — изображение SDO 304 Å с отмеченным положением щели спектрографа и доплеровскими компонентами скорости.

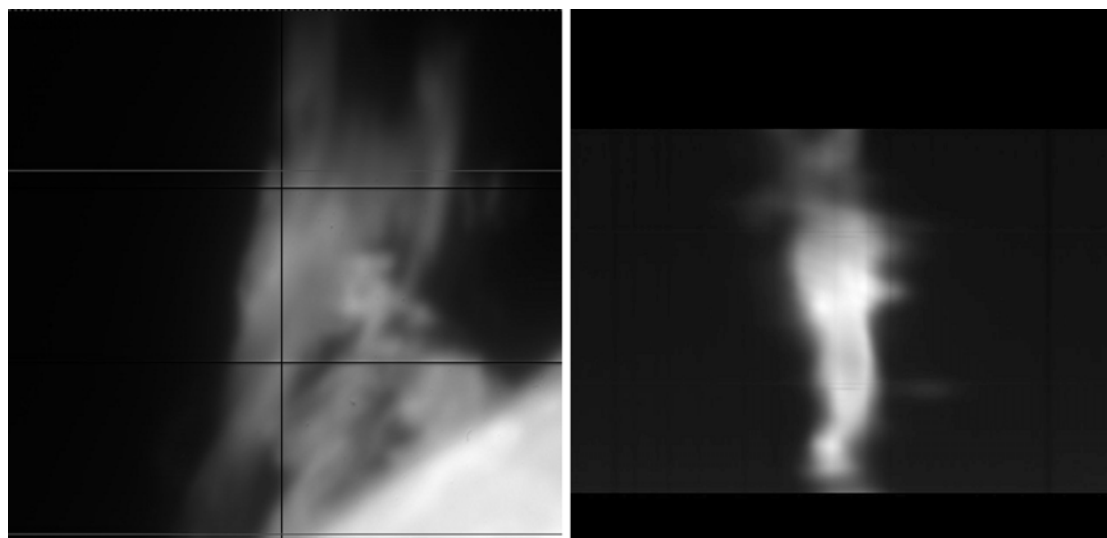


Рис. 2. Фильтрограмма SJ, спектр в линии $\text{H}\alpha$ на момент 13:27:40 UT.

Целью работы было изучение поведения кривых интенсивности излучения в линиях H CaII, H β , D $_3$, H α и Ca IR 8542 Å в процессе развития вспышки и сравнение результатов с расчетными значениями. Для определения возможных механизмов свечения в линиях был рассчитан поток излучения. Мы выполнили расчёты в рамках модели набора однородных слоёв газа, подбирая их параметры таким образом, чтобы теоретические потоки излучения оказались близки наблюдаемым. После редукции данных были получены профили линий в активной и спокойных областях хромосферы и определены значения потоков излучения. Значения потоков во всех спектральных линиях в эрг см⁻² с⁻¹ на моменты 13:16:24, 13:27:40, 13:42:58 UT приведены в таблице 1.

Таблица 1.

UT, чмс	H α	H β	α/β	H CaII 3968	IR CaII 8542	D $_3$ HeI 5876
13:16:24	6.07e+7	3.31e+7	1.83	2.39e+7	1.43e+7	4.39e+6
13:27:40	6.14e+7	3.09e+7	1.72	2.19e+7	9.09e+6	1.16e+7
13:42:58	8.81e+7	3.55e+7	2.48	2.37e+7	5.48e+6	3.43e+7

Результаты расчетов

Наблюдаемые спектры излучения бальмеровской серии водорода и линии D $_3$ гелия подтверждают сильную неоднородность газа и значительный разброс скоростей, что согласуется с общей картиной развития протуберанца. Первые два эпизода, 13:16:24 и 13:27:40 UT, могут быть объяснены [3] в модели двух стационарных слоёв: ближнего к наблюдателю (Б) и дальнего от него (Д). Излучение слоёв складывается, причём ближний слой частично поглощает излучение дальнего в линиях бальмеровской серии и CaII. Теоретические параметры всех трёх эпизодов различаются не сильно, приведём их для первого эпизода (таблица 2).

Таблица 2.

Слой	N , см ⁻³	T_e , K	Δv , км/с	h , 10 ³ км	τ_α
Б	5.9e+12	8000	35	10	163
Д	4.0e+11	100 000	50	100	1.7

Относительно плоский бальмеровский декремент (1.8) является следствием самопоглощения в линии H α .

В третьем эпизоде крутой бальмеровский декремент (2.48) свидетельствует о небольшой, близкой к единице, оптической глубине в линии H α

водорода. Для объяснения такого декремента (таблица 3) необходим набор из трёх слоёв: ближнего (Б), среднего (С) и дальнего (Д).

Таблица 3.

Слой	$N, \text{см}^{-3}$	T_e, K	$\Delta v, \text{км/с}$	$h, 10^3 \text{ км}$
Б	3.5e+11	15 000	80	4
С	6.5e+12	6500	50	1
Д	3.0e+12	70 000	50	100

В горячем дальнем слое формируются линия HeI 5876 Å и большие потоки в линиях бальмеровской серии. Средний слой поглощает бальмеровские линии и создаёт излучение в линиях иона CaII. Ближний слой создаёт основную мощность излучения прозрачного газа в бальмеровских линиях.

Выводы

1) Наблюдаемые потоки в линиях водорода, гелия и кальция могут быть объяснены в модели стационарного излучения газа с учётом непрозрачности в спектральных линиях.

2) Относительные интенсивности линий свидетельствуют о неоднородности излучающего газа, причём рядом друг с другом могут находиться области, температуры которых различаются на порядок величины.

Литература

1. *Kotrč, P., Bárta, M., Kupryakov, Y.A., Kashapova, L.K.* 2013, *Central European Astrophysical Bulletin*, 37, 513.
2. *Kotrč, P., Bárta, M., Schwartz, P., et al.* 2013, *Solar Physics*, 284, 447.
3. *Белова О.М., К.В. Бычков.* 2017, *Астрофизика*, 61, № 1, с. 119–130.

СПЕКТРЫ МОЩНОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗАТУХАЮЩИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Куценко О.К., Абраменко В.И., Куценко А.С.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, п. Научный, Россия

MAGNETIC POWER SPECTRA OF DECAIVING ACTIVE REGIONS

Kutsenko O.K., Abramenko V.I., Kutsenko A.S.

CrAO RAS, Nauchny, Russia

Series of magnetograms of four decaying active regions (AR) NOAA 11281, 12614, 11354 and 11137 were analyzed using the power spectrum technique. The technique allows us to estimate the magnetic energy changes at different spatial scales. The aim of this work was to evaluate the contribution of direct turbulent cascade into the AR decay. Direct cascade is one of mechanisms of AR decay when large-scale structures disintegrate into smaller elements. We found that a bulk of magnetic energy losses occurs within a range of large scales (over 6 Mm). The direct cascade, as energy decrease at large scales with simultaneous energy enhancement at smaller scales, was observed for the 24-43 % of the decay time. During this time, the energy income at small scales consists only about a half of energy losses at large scales, so the rest of the later was removed from the photosphere by some other mechanism. We suggest that the direct turbulent cascade is not the dominant mechanism of an AR decay.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-189-192

Один из важных и пока еще полностью не изученных вопросов солнечной физики – затухание активных областей (АО). Это сложный процесс, который длится в несколько раз дольше, чем фаза всплытия и зависит от многих факторов, таких как размер АО, сложность ее структуры и вспышечная продуктивность, период активности Солнца [1]. Есть несколько способов выведения магнитного потока из фотосферы. Дисперсией магнитного потока - процесс, в котором магнитные поля дробятся на все меньшие и меньшие элементы, которые в итоге выводятся из АО разными способами. Они могут уничтожаться омической диссипацией [2]. В случае магнитных элементов малых размеров также может иметь место взаимопогашение потоков, которое происходит при сближении противоположных магнитных полярностей. Результатом такого замыкания может быть образование единичной небольшой Ω -петли, которая погружается под фотосферу [2]. Этот процесс встречается обычно вдоль границ АО и на линии раздела полярностей, но может происходить и в зонах смешанной полярности, которые образуются вследствие дисперсии магнитного поля [1]. Магнитный поток уносится из пятна и малыми магнитными элементами, которые отделяются от основного пятна и диффундируют за пределы АО [3]. Во всех перечисленных случаях можно предположить процесс деления больших структур на более мелкие. Такой процесс описывается прямым

турбулентным каскадом [4]. Цель данной работы – выяснить какую роль в количественном отношении играет прямой каскад в затухании активных областей. Для достижения цели применялся метод спектров мощности [5], который позволяет оценить изменения энергии магнитного поля на разных пространственных масштабах.

В работе использовались данные, полученные на станции Solar Dynamics Observatory (SDO) инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) в виде Space-weather HMI Active Region Patches (SHARP) магнитограмм активных областей. Использовалась составляющая магнитного поля по радиусу Солнца. Для устранения эффекта проекции использовались магнитограммы в формате Cylindrical Equal-Area (CEA).

Для оценки изменения энергии на разных пространственных масштабах вначале вычисляли спектры мощности магнитного поля, согласно [5], а затем – частную производную спектра мощности по времени, так называемую, нелинейную функцию переноса энергии [6]. Эта функция описывает изменения энергии на разных масштабах с течением времени и позволяет выявить прямой турбулентный каскад.

Таблица 1.

NOAA	Дата	Номер цикла и широта расположения
11281	2011.08.30-2011.09.07	24 S20
11354	2011.11.18-2011.11.26	24 S17
12614	2016.11.28-2016.12.05	24 N05
11137	2010.12.25-2010.12.30	24 N18

В работе исследовались 4 затухающие биполярные АО, их некоторые характеристики перечислены в таблице 1. Их затухание наблюдалось от фазы всплытия до полного затухания и за это время не всплывали новые потоки. На рис. 1 и рис. 2 изображены изменения энергии АО на протяжении времени наблюдений. Здесь по оси x – время наблюдения в днях от начала наблюдения, по оси y – волновые числа. Причем показаны только волновые числа до 4 Мм^{-1} , что соответствует масштабам более 1.6 Мм , так как на меньших масштабах изменения были несущественны. Белые области соответствуют приросту энергии, чёрные – ее убыли. Для наглядности на графике изображен полный магнитный поток (черная линия).

Таблица 2.

NOAA	11281	11354	12614	11137
Доля от общего времени затухания, %	24	35	37	43
Отношение прибыли энергии на малых масштабах и убыли энергии на больших масштабах, %	50	77	58	52

На этих рисунках можно увидеть, что как всплытие, так и распад АО является неоднородным процессом: уменьшение энергии может смениться ее приростом. Здесь можно увидеть, что основные изменения энергии сконцентрированы на малых волновых числах до 1 Мм^{-1} (на больших масштабах от 6 Мм). На данном рисунке в отдельные моменты времени видны свидетельства присутствия прямого каскада при затухании АО, например, область, обозначенная стрелкой. Прямой каскад на рисунке проявляется как светлая область (прирост энергии), расположенная над черной (убыль энергии).

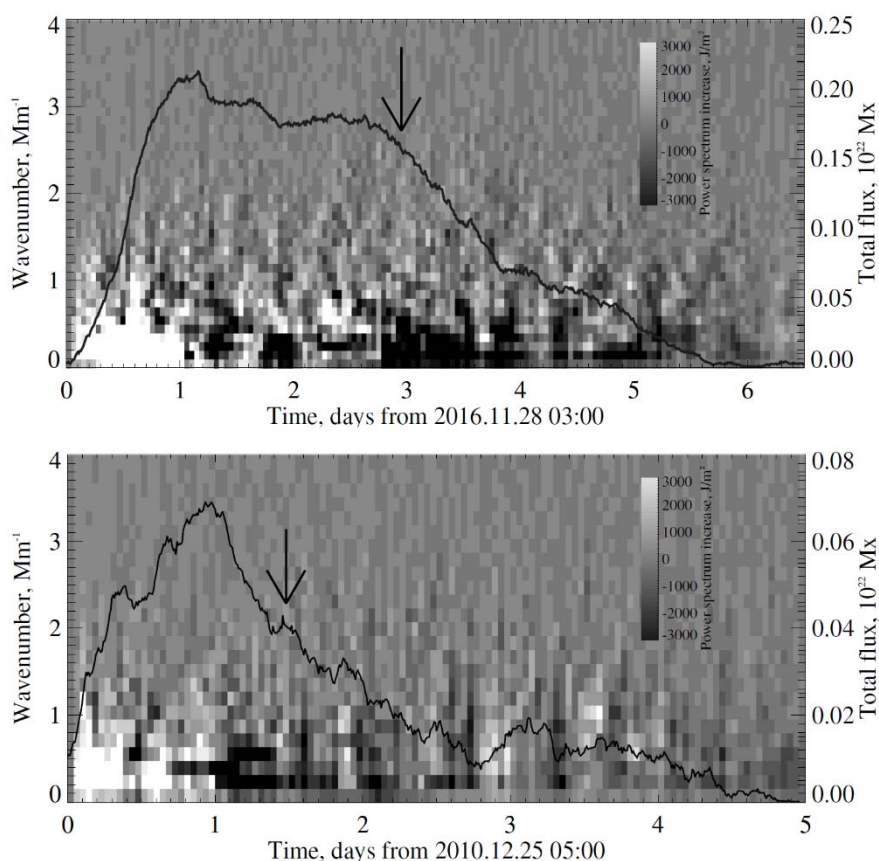


Рис. 1. Изменение магнитной энергии на разных пространственных масштабах во время затухания для АО 12614 (сверху) и 11137 (снизу).

В табл. 2 показана доля времени, когда наблюдался прямой каскад, от общего времени наблюдения и отношение прибыли на меньших масштабах к убыли энергии на больших в наблюдаемых случаях прямого каскада. Как можно увидеть, во всех четырех исследуемых АО свидетельства прямого каскада наблюдались менее чем в половине общего времени затухания. Причем, наблюдался дисбаланс между уменьшением энергии на больших масштабах и приростом на малых. Чуть больше половины энергии больших масштабов переходило в энергию малых. По-видимому, пря-

мой каскад хотя и присутствует в процессе затухания АО, но не является основным механизмом диссипации магнитного поля АО.

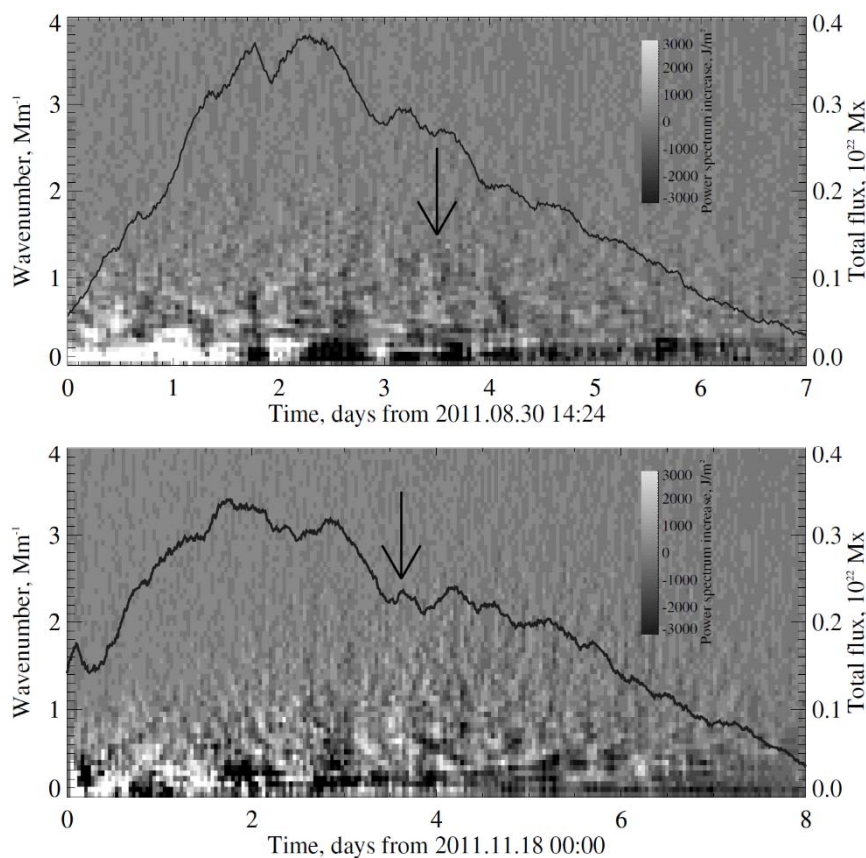


Рис. 2. Изменение магнитной энергии на разных пространственных масштабах во время затухания для АО 11281 (сверху) и 11354 (снизу).

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 17-02-00049.

Литература

1. Cheung M.C.M., van Driel-Gesztelyi L., Martinez Pillet, V., Thompson, M.J. // Space Sci. Rev., 2019, 210, 317.
2. Schrijver C.J., Zwaan, C.: 2000, Solar and stellar magnetic activity. Cambridge Astrophysics Series 34.
3. Driel-Gesztelyi L., Green L.M. // Living Rev. Solar Phys., 2015, 12, 1.
4. Frish U.: 1995, Turbulence. The legacy of A.N. Kolmogorov. Cambridge University Press.
5. Abramenko V.I. // Astrophys. J., 2005, 629, 1141-1149.
6. Kutsenko O.K., Kutsenko A.S., Abramenko V.I. // Sol. Phys., 2019, 294, 102.

АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО ВРАЩЕНИЯ АНТИ-ХЕЙЛОВСКИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Литвишко Д.В., Куценко А.С., Абраменко В.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

ANALYSIS OF DIFFERENTIAL ROTATION OF ANTI-HALE ACTIVE REGIONS

Litvishko D.V., Kutsenko A.S., Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

In this work, we analyzed the rotation of anti-Hale active regions across the solar disk. For this analysis, we utilized data on line-of-sight (LOS) magnetic field acquired by SDO/HMI. As a source of bipolar active region (ARs) with reverse polarity (anti-Hale regions) data, we used a catalog of bipolar active regions violating the Hale polarity law for 1989–2018. In total, the rotation rates of 44 ARs observed between 2010 and 2018 were measured. In order to compare the obtained results of the rotation rates of the anti-Hale regions with the rest of the ARs, we performed a statistical test of both distributions. The test showed that these distributions are statistically indistinguishable. These results give us a reason to suppose that, if the rooting hypothesis is correct, anti-Hale regions and other ARs are formed at the same depths in the convection zone and there is no separate mechanism for the formation of anti-Hale regions.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-193-196

Введение

Дифференциальное вращение Солнца – это неотъемлемый элемент, необходимый для работы глобального динамо. Из-за вмерзненности силовых линий в плазменные потоки и увеличения скорости вращения Солнца к экватору, силовые линии полоидального магнитного поля вытягиваются и скручиваются, формируя магнитные жгуты в конвективной зоне. Магнитные жгуты при подъеме на поверхность порождают активные области (АО).

Согласно закону Хейла биполярные АО в пределах одного и того же гелиографического полушария должны иметь определенную ведущую магнитную полярность, но данному закону подчиняются не все АО Солнца. Существуют области, ориентация полярности которых противоположна ориентации большинства групп. Группы, нарушающие закон полярности Хейла, часто называют анти-Хейлами.

Касательно скорости вращения АО нельзя не отметить того, что она не совпадает со скоростью вращения плазмы на поверхности Солнца. Возможно, это объясняется гипотезой укоренения [1-2], согласно которой скорость вращения АО определяет глубина залегания «корней» магнитного жгута, из которого она образована.

Целью нашей работы было измерить скорости вращения анти-Хейлов, что может дать нам информацию о глубине формирования этих АО. Сравнение с результатами измерения скоростей вращения остальных АО поможет понять, одинаковы ли механизмы возникновения анти-Хейловских АО и остальных АО.

Данные и методы

Для данного анализа мы использовали магнитограммы полного диска продольного поля, полученные инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) орбитальной обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO) [3], а в качестве источника биполярных групп обратной полярности (анти-Хейловских АО) был использован крымский каталог биполярных АО, нарушающих закон полярности Хейла за 1989–2018 годы [4].

На магнитограммах были выделены анти-Хейловские АО. Для каждой из них рассчитывался средневзвешенный по магнитному потоку центр для положительной и отрицательной полярностей. Геометрический центр между ними определялся как центр всей активной АО, подробности могут быть найдены в работе [5]. Угловая скорость вращения рассчитывалась как наклон прямой, аппроксимирующей зависимость долготы АО от времени за период максимального развития АО.

Результаты

В данной работе согласно каталогу биполярных активных областей, нарушающих закон полярности Хейла, были выбраны 44 АО, которые наблюдались на видимом диске Солнца за период с 2010 по 2018 годы.

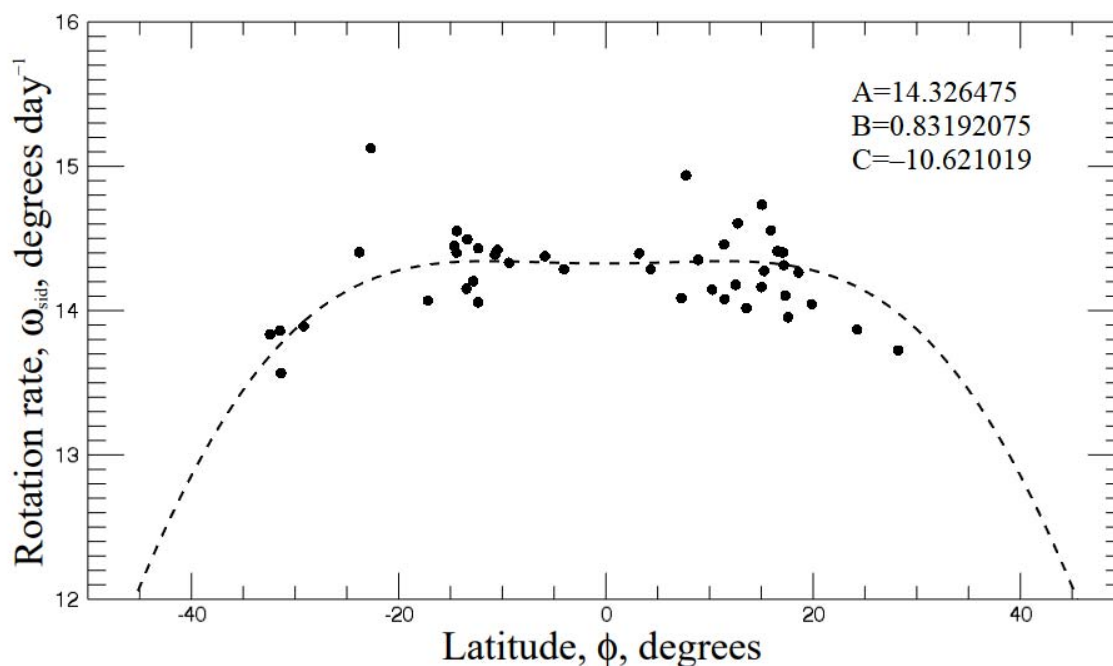


Рис. 1.

На рисунке 1 представлен график полученных скоростей вращения в зависимости от широты для анти-Хейловских АО. Пунктирная линия – аппроксимация данных точек выражением:

$$\omega(\varphi) = A + B \sin^2 \varphi + C \sin^4 \varphi, \quad (1)$$

которое представляет собой закон дифференциального вращения для всех АО. Коэффициент А – экваториальная скорость, В и С отвечают за дифференциальное вращение, φ – гелиографическая широта [6].

На приведенном графике выделяется область в диапазоне широт [-20; 20], линия графика на этом участке приближённо представляет собой прямую, поэтому мы можем предположить, что анти-Хейловские АО на этих широтах вращаются твердотельно.

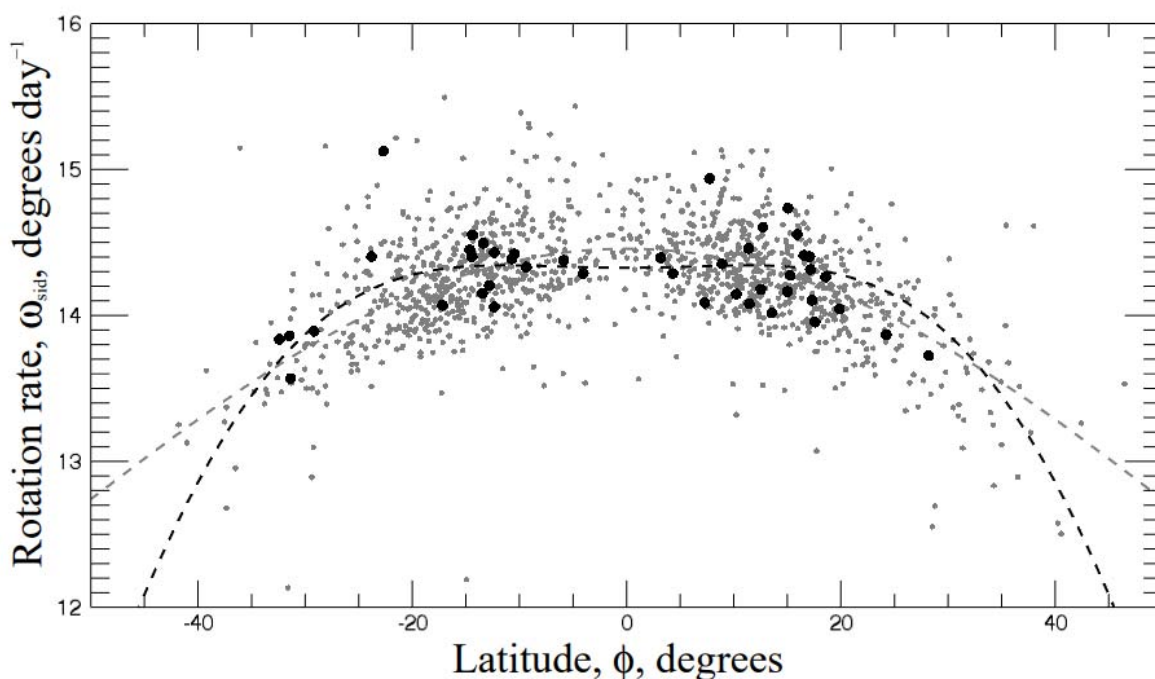


Рис. 2.

Сравнивая скорости вращения анти-Хейловских АО с остальными АО, что показано на рисунке 2, мы вычислили значение χ^2 , которое определяется как

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(O_i - E_i)^2}{E_i}, \quad (2)$$

где O_i – рассчитанная скорость вращения анти-Хейловской АО, E_i – целевое значение скорости вращения.

Исходя из наших данных значение $\chi^2 = 0.20964711$ и показывает, что данные распределения статистически неразличимы, поэтому можно

считать скорости вращения анти-Хейлов неотличимыми от скоростей вращения других АО, а следовательно, все они подчиняются одному и тому же закону дифференциального вращения.

Выводы

Мы провели анализ скорости вращения 44 анти-Хейловских АО, наблюдавшихся с 2010 по 2018 годы. Скорости анти-Хейлов были сопоставлены с распределением скоростей остальных АО. Мы установили, что эти распределения статистически неразличимы. Результаты дают нам основание полагать, что в случае, если гипотеза укоренения верна, то анти-Хейловские АО и остальные формируются на одних глубинах в конвективной зоне, и для формирования анти-Хейлов нет отдельного механизма.

Литература

1. *Javaraiah J., Gokhale M.H.* // A&A, 1997, 327, 795.
2. *Schüssler M., Rempel M.* // A&A, 2005, 441, 337.
3. *Schou J., et al.* // Sol. Phys., 2012, 275, 229.
4. *Zhukova A., et al.* // Sol. Phys., 2020, 295, 165.
5. *Kutsenko S.* // MNRAS, 2021, 500, 5159.
6. *Beck J.G.* // SoPh, 2000, 191, 47.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Мерзляков В.Л.

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

THE ENERGY FACTORS OF SOLAR FLARES

Merzlyakov V.L.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,
Moscow, Troitsk, Russia*

Flares in the active regions of the Sun vary in energy by 5 orders of magnitude. It has been investigated for factors that lead to such differences. The situation with the acceleration of electrons, which make the main contribution to the energy of the flare, is studied. It is supposed that the acceleration process occurs in an X-type magnetic peculiarity. The analysis of this process has shown that the main energy factor of a solar flare is the number of accelerating electrons. Changing flow of these electrons gives 4 orders of magnitude in energy. At the same time, it turned out that the cross-sectional area of the acceleration zone itself probably is not depended on the flare energy. The diameter of this section has a value of about 100 km.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-197-200

Введение

В активных областях Солнца происходят импульсные выделения энергии – солнечные вспышки. Минимальное количество выделяемой энергии $\sim 10^{27}$ эрг. Максимальная зарегистрированная величина составляет $3.6 \cdot 10^{32}$ эрг [1]. Взрывные процессы с меньшим энергетическим потенциалом происходят по всему Солнцу – это нановспышки. Чтобы понять причину столь значительного энергетического диапазона солнечных вспышек необходимо установить основные факторы, на него влияющие. И оценить возможный интервал изменения значений таких факторов.

Энергетические факторы вспышки

Энергия солнечной вспышки определяется, главным образом, количеством ускоренных до ≥ 100 кэВ электронов. Процесс ускорения происходит в двух хромосферных и корональном источниках. Основная энергия вспышки приходится на хромосферные источники. Тогда можно записать:

$$\mathcal{E}_f \approx 2 \int w_e (\partial N_e / \partial t) dt = 2 \langle w_e \rangle \langle \partial N_e / \partial t \rangle t_f, \quad (1)$$

где $\langle w_e \rangle$ – средняя энергия ускоренного электрона, $\langle \partial N_e / \partial t \rangle$ – средний поток электронов в зону ускорения, t_f – время импульсной фазы вспышки.

Оценку энергетических факторов (1) проведем в рамках авторской модели [2]. В этой модели процесс ускорения частиц плазмы совершается под действием вихревого электрического поля вдоль магнитной

X-особенности. Ускорение электронов, в частности, ограничено возбуждением плазменной неустойчивости. Предельная величина набираемой энергии зависит от температуры в зоне ускорения [3]. В таком случае энергия электрона будет определяться средней температурой $\langle w_e \rangle = 3 \cdot 10^{-2} \langle T_e \rangle$ [эВ]. Согласно [4] для маломощных вспышек класса А температура $T_e \geq 0.8 \cdot 10^7$ К, а у самых мощных зарегистрирована $T_e \approx 4.5 \cdot 10^7$ К [5]. Тем самым вариация по энергии ускоренных электронов оказалось около 5 раз.

Наблюдаемая длительность импульсной фазы t_f (1), когда и происходит ускорение частиц, лежит в интервале 10–30 минут. Поскольку эффект солнечной вспышки связан с мезогрануляционной конвекцией [2], то величина импульсной фазы не может превышать времени жизни мезогранулы $\sim 10^3$ сек. Значит, ожидать продолжительность существенно большую $t_f > 30$ минут нет оснований. И вариация величины фактора t_f будет около 3.

С учетом вышесказанного, получаем интервал вариации потока электронов в зону ускорения $\langle \partial N_e / \partial t \rangle \approx 2 \cdot (10^{31} - 10^{35})$ электрон/сек.

Электронный поток

Электроны поступают в зону ускорения по силовым линиям с конфигурацией, показанной на рис. 1 изогнутыми линиями. Оказываясь в окрестности X-особенности с размером D , где нарушаются условия замagnetичности, электроны ускоряются вихревым электрическим полем [2]. Количество поступающих в эту зону ускорения электронов зависит от их скорости и окружающей плотности, а также протяженности области ускорения:

$$\langle \partial N_e / \partial t \rangle = \langle v_r \rangle \pi D \cdot 0.5 [n_e] dh = 0.5 \langle v_r \rangle \langle n_e \rangle \pi D \cdot H \quad (2)$$

где $\langle v_r \rangle$ – скорость, направленная к X-особенности, $\langle n_e \rangle$ – средняя плотность вдоль области ускорения протяженностью H . Коэффициент 0.5 в выражении (2) означает, что количество электронов, движущихся к X-особенности и от неё, одинаково.

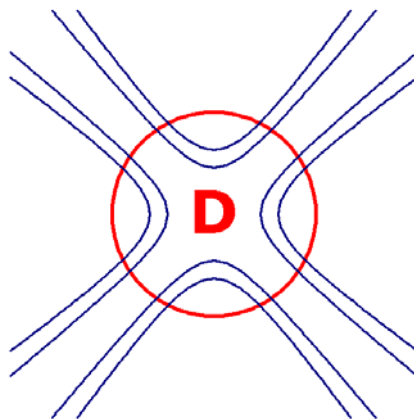


Рис. 1.

Направленная к X-особенности скорость представляет собой компоненту тепловой скорости v_k . Необходимо также учесть кривизну силовых линий (рис. 1). Тогда искомую направленную скорость можно записать как

$$\langle v_r \rangle = \langle v_k/3 \rangle \cdot \langle \cos\gamma \rangle, \quad (3)$$

где эффект кривизны силовых линий есть средняя величина проекции на радиальное направление $\langle \cos\gamma \rangle \approx 0.7$. В зоне ускорения, как было сказано выше, температура $\approx 10^7$ К, поэтому для мощных вспышек можно ожидать прогрева на значительное расстояние. И считать среднюю тепловую скорость, соответствующую этой температуре, $v_k \approx 10^9$ см/сек. Для слабых вспышек прогрев окружающей зону ускорения плазмы будет меньше. Средняя температура в таком случае может составить $\approx 10^5$ К (температура невозмущенной хромосферы $\sim 10^4$ К), что соответствует тепловой скорости $v_k \approx 10^8$ см/сек. С учетом сказанного направленная скорость электронов (3) будет лежать в пределах $\langle v_r \rangle \approx 2 \cdot (10^7 - 10^8)$ см/сек.

Ситуация со средней плотностью (2) зависит от положения области ускорения и её протяженности. При небольшой протяженности $\sim 10^2$ км и возможном расположении по всей высоте хромосферы диапазон $\langle n_e \rangle = 10^{10} - 10^{12}$ см $^{-3}$. В случае большей протяженности области ускорения средняя плотность будет около 10^{11} см $^{-3}$. Таким образом, этот интервал значений средней плотности следует считать вероятной вариацией для указанного фактора источника солнечной вспышки.

С учетом оценок возможного интервала изменений двух факторов $\langle n_e \rangle$ и $\langle v_r \rangle$ получаем из (2) величину внешней площади зоны ускорения $\pi D \cdot H$. Но тут надо понимать, что существует неопределенность с протяженностью области ускорения и её положением в хромосфере. Для мощных вспышек можно ожидать, что протяженность источника занимает всю хромосферу $H \approx 2 \cdot 10^3$ км. В этом случае средняя плотность $\langle n_e \rangle \approx 10^{11}$ см $^{-3}$ и скорость $\langle v_r \rangle \approx 2 \cdot 10^8$ см/сек. Тогда размер зоны ускорения $D \approx 300$ км.

Для слабых вспышек ожидаемая скорость $\langle v_r \rangle \approx 2 \cdot 10^7$ см/сек и плотность в установленном выше интервале $\langle n_e \rangle = 10^{10} - 10^{12}$ см $^{-3}$. При этом поток электронов $\langle \partial N_e / \partial t \rangle \approx 2 \cdot 10^{31}$ электрон/сек. В итоге имеем площадь области ускорения $\pi D \cdot H \approx 2 \cdot (10^{12} - 10^{14})$ см 2 . Протяженность H может быть на порядок меньше, чем для мощных вспышек, т.е. $H \sim 100$ км. В таком случае размер зоны ускорения $D \approx 30 - 0.3$ км. Вариант $D \approx 0.3$ км представляется маловероятным на фоне оценки $D \approx 300$ км для мощных вспышек. К тому же источник вспышки малой мощности не может находиться в верхней части хромосферы. Не исключен вариант очень небольшой $H \sim 10$ км протяженности источника слабой вспышки. В этом случае размер зоны ускорения оказывается независимым от энергии солнечной вспышки $D \approx 300$ км.

Выводы

Проведен анализ факторов, влияющих на энергию солнечной вспышки. Оказалось, что основной фактор – это величина потока электронов в зону ускорения. Вариация составляет 4 порядка.

Был проведен модельный расчет потока электронов в зону ускорения в предположении, что ускорение происходит вдоль магнитной X-особенности. Для мощных вспышек диаметр зоны ускорения составил около 300 км. Для слабых вспышек есть неопределенность по величине этого диаметра, которая зависит от протяженности области ускорения. Если эта протяженность ~ 10 км, то имеем размер зоны ускорения 300 км, независимый от энергии солнечной вспышки. Если протяженность будет на порядок меньше, чем у мощных вспышек ~ 100 км, тогда и диаметр зоны ускорения тоже будет на порядок меньше ≈ 30 км.

Литература

1. *Emslie A.G., Dennis B.R., Shih A.Y., et al.* // *Astrophys. J.*, 2012, v. 759, 71 (18pp).
2. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2020”, СПб, ГАО РАН, 2020, с. 209-212.
3. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2021”, СПб, ГАО РАН, 2021, с. 197-198.
4. *Кириченко А.С., Богачев С.А.* // Письма в Астрон. Ж.. 2013, т. 39, №11, с. 884-896.
5. *Warmuth A., Mann G.* // *Astron. and Asrtophys.*, 2016, v. 588, A115 (14pp).

ОБЛАСТИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

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

ENERGY SOURCES IN THE SOLAR CORONA

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,
Moscow, Troitsk, Russia*

The problem of heating the Sun's corona is investigated. For this purpose, the search is carried out for areas with maximum temperatures in the corona, which are indicators of energy release sites. The determination of the coronal temperature is based on the effect of the influence of moving electrons on the position of the polarization plane of scattered photospheric radiation, which is observed as a K-corona. The position of the polarization plane has been calculated based on the data of polarization observations of the K-corona, which were obtained by the authors during the total solar eclipse of August 1, 2008. The analysis of these data shows the presence of three extremes in the deviation of the position of the polarization plane from the standard one. The location of the extremes is stable within the equatorial zone and middle latitudes. They are located at a distance from the center of the Sun at 1.3 Rs, 1.8 Rs, 2.5–2.7 Rs (in solar radii). Taking into account the configuration of the coronal magnetic field in the epoch of low solar activity, which accounted for the eclipse of 2008, the values of extreme electron temperatures are about 10 MK.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-201-204

Введение

Вопрос о нагреве короны Солнца имеет два ответа. Это происходит либо от дискретных источников типа нановспышек, либо от «раскачки» электронов и ионов плазмы волновыми процессами. Решение данного вопроса не может ограничиться оценками энергетических потенциалов указанных процессов, но также необходимо установить возможные зоны такого энерговыделения. В случае нановспышек максимум энерговыделения следует ожидать в основании солнечной короны. В то же время волновые источники могут находиться на всей протяжённости короны. Индикатором зон энерговыделения, очевидно, является максимум температуры плазмы.

Наблюдаемое высотное распределение электронов короны показывает, что гидростатический масштаб требует, по крайней мере, двух максимумов протонной температуры [1]. В зависимости от скорости радиального потока корональной плазмы положение этих максимумов различно [2]. Существует возможность оценки электронной температуры независимо от условия радиального потока корональной плазмы. Как было показано Молоденским [3], движущиеся электроны отклоняют плоскость поляризации

рассеянного излучения фотосферы. Указанный феномен был использован для поиска областей максимума электронной температуры.

Методика

В солнечной короне плазма ионизована и замагничена. При этом плотность ионов и электронов уменьшается с высотой. Такое уменьшение в нижней короне происходит по всему объёму под действием гравитации. Высотное изменение плотности и замагниченность создают в короне циклотронный ток. Рис. 1 иллюстрирует указанный эффект, где возникающий ток зависит не только от градиентов плотности, но и от изменения напряженности магнитного поля. Это создает ток $\mathbf{j} = -c \operatorname{rot}(P/B^2 \cdot \mathbf{B})$, где P – газовое давление плазмы, B – напряженность магнитного поля, c – скорость света.

Магнитное поле в период низкой солнечной активности формируется регулярной системой подфотосферных источников [4], которые создают ячеистую структуру поля в экваториальной зоне и средних широтах. В таком случае определяющей компонентой коронального магнитного поля будет $B_\varphi \gg B_\theta$, $B_\varphi \gg B_r$ в сферической системе координат, связанной с Солнцем. Также градиент вдоль широты будет существенно меньше радиального градиента $\nabla_\varphi(P/B^2) \ll \nabla_r(P/B^2)$. В итоге основной составляющей циклотронного тока будет компонента вдоль солнечного меридиана:

$$j_\theta \approx c \nabla_r(P/B^2) B_\varphi + c(P/B^2) \nabla_r B_\varphi \quad (1)$$

В регулярной структуре коронального магнитного поля величина компоненты $B_\varphi \propto M/r^3$. Высотное распределение плотности определяется шкалой высот протонов $\propto \exp[-(r-r_0)/H_p]$. В итоге величина циклотронного тока (1) представляется выражением:

$$j_\theta \approx c \cdot P \cdot B_\varphi / B^2 \cdot (3/r - 1/H_p) \quad (2)$$

Из выражения (2) следует, что направление тока зависит как от ориентации компоненты магнитного поля B_φ , так и знака последнего сомножителя. А в местах, где происходит смена знака тока (2), имеем соотношение:

$$H_p = k \cdot T_p / m_p \cdot g(r) = r/3, \quad (3)$$

где T_p – протонная температура, $g(r)$ – ускорение силы тяжести. Из формулы (3) можно найти протонную температуру в местах, где $j_\theta = 0$ (2).

Циклотронный ток (1) представляет собой направленный поток электронов (рис. 1) параллельно фотосфере со скоростью $(2/3)^{1/2}$ от величины тепловой скорости. И этот поток электронов отклоняет плоскость поляризации рассеянного фотосферного излучения в направлении наблюдателя, что было показано в работе [3]. В таком случае, измерив величину этого отклонения, можно определить тепловую скорость электронов в короне. Это позволит найти распределение электронной температуры по всей

наблюдаемой короне. И на основе этого распределения должны проявиться зоны максимальных значений, где, как ожидается, происходит выделение энергии.

Результаты

Для проведения расчетов по описанной выше методике необходимы измерения плоскости поляризации рассеянного фотосферного излучения. Это излучение известно как К-корона Солнца, и оно наблюдается во время полных солнечных затмений. Благоприятным для проводимого исследования оказалось затмение 1 августа 2008 года, когда был минимум солнечной активности. Авторы получили поляризационные снимки этого затмения на высококачественную фотометрическую матрицу камеры Canon 30D. Анализ плоскости поляризации К-короны проводился с использованием пакета IDL. Были получены радиальные зависимости отклонения плоскости поляризации рассеянного фотосферного излучения от тангенциального направления. Типичная картина такого отклонения $\delta\chi$ (в градусах) в зависимости от расстояния до центра Солнца приведена на рис. 2. Анализ такого рода графиков показал, что в высотном распределении проявляются экстремумы на расстояниях $r = 1.3 R_s$, $1.8 R_s$, $2.5-2.7 R_s$ (в масштабе солнечного радиуса). Эти экстремумы уверенно выделяются в экваториальной зоне и средних широтах до 40° .

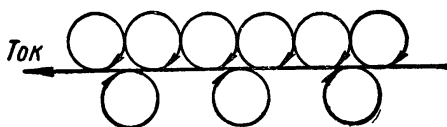


Рис. 1.

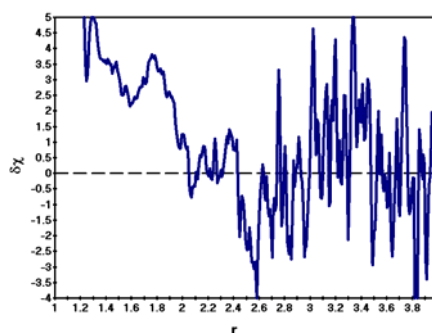


Рис. 2.

Для получения значений отклонения плоскости поляризации именно фотосферного излучения необходимо учитывать поляризацию неба. Этот учёт был проведён, и были получены реальные корональные значения отклонений $\chi = 3.8^\circ$, 3.6° , -3.0° [5]. Вариации этих пиковых значений оказались небольшие для разных кривых (рис. 2). И это вариации можно объяснить ошибками измерений.

Из найденных значений отклонений можно получить скорость электронов по формуле $\text{tg}(\chi) \approx V_e/c$ [3]. В рассматриваемой модели скорость электронов – это есть скорость циклотронного тока (1) $V_e = (2/3)^{1/2} V_{Te}$ (тепловой). С учетом этого соотношения получаем, что электронная температура имеет три зоны с экстремальными значениями $T_e = 3.9 \cdot 10^7$ К, $3.5 \cdot 10^7$ К, $2.4 \cdot 10^7$ К, величина которых уменьшаются с ростом высоты в короне.

От максимума $\delta\chi$ на $1.3 R_s$ наблюдается уменьшение этого отклонения до $\approx 2.0 R_s$ (рис. 2). И затем до смены знака $\delta\chi$ среднее значение стабилизируются на уровне $\delta\chi \approx 0.5^\circ$. Такая наблюдаемая тенденция $\delta\chi$ означает падение электронной температуры с последующей стабилизацией около величины $\approx 10^6$ К, которой соответствует отклонение плоскости поляризации излучения К-короны $\chi \approx 0.6^\circ$.

Полученные высотные распределения $\delta\chi$ (рис. 2) показали, что происходит смена знака тока (2) на расстояниях около $r \approx 2.4 R_s$ и $r \approx 3.0 R_s$. В этих местах смены знака циклотронного тока (2) по формуле (3) можно оценить величину протонной температуры. Оценки по формуле (3) дали величины $T_p = 3.2 \cdot 10^6$ К и $2.6 \cdot 10^6$ К соответственно на $r \approx 2.4 R_s$ и $r \approx 3.0 R_s$.

Выводы

Проведённое исследование показало существование в короне трех зон с максимальными температурами $\approx 3 \cdot 10^7$ К. Радиальная протяжённость таких зон относительно небольшая (рис. 2), что, по-видимому, указывает на резонансный характер выделения энергии. Вне этой зоны температура устанавливается на уровне $\approx 3 \cdot 10^6$ К на расстоянии $2.4\text{--}3.0 R_s$. Эта температура протонов, но можно ожидать, что электроны имеют ту же температуру. Поскольку вне зоны нагрева должно установиться термодинамическое равновесие корональной плазмы.

Обнаруженные области находятся высоко в короне и имеют дискретное распределение. Такие особенности явно указывают на волновой механизм коронального нагрева. И этот механизм надо рассматривать как основной, поскольку энергетические возможности нановспышек не могут обеспечить нужный поток энергии. Это было обнаружено по наблюдениям [6], а также оценено по модельным расчетам [7]. Вопрос о реализации волнового механизма нагрева короны пока остаётся открытым, поскольку предлагается несколько возможных вариантов [8]. Полученные в данной работе результаты относительно расположения областей с максимумом электронной температуры и её величиной являются важным аргументом для выбора среди предложенных механизмов нагрева.

Литература

1. *Lemaire J.F., Stegen K.* // Solar Phys., 2016, v. 291, pp. 3659–3683.
2. *Lemaire J.F., Katsiyannis A.C.* // Solar Phys., 2021, v. 296, pp. 64(12).
3. *Molodensky M. M.* // Solar Phys., 1973, v. 28, pp. 465–475.
4. *Merzlyakov V.L., Starkova L.I.* // Geom. Aeron., 2015, v. 55, no. 8, pp. 1066-1070.
5. *Старкова Л.И., Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конференции “Солнечная и солнечно-земная физика – 2010”, СПб, ГАО РАН, 2010, с. 417-420.
6. *Ульянов А.С., Богачёв С.А., Рева А.А., и др.* // Письма в АЖ, 2019, т. 45, № 4, с. 290 – 300.
7. *Merzlyakov V.L.* // Geom. Aeron., 2017, v. 57, no. 8, pp. 1063-1066.
8. *Van Doorselaere T., Srivastava A.K., Antolin P., et al.* // Space Sci. Rev., 2020, v. 216, pp. 140(40).

НАБЛЮДЕНИЕ НИСХОДЯЩИХ ПОТОКОВ ПЛАЗМЫ ПОЛУТЕНИ

Можаровский С.Г.

*Институт прикладной астрономии Российской академии наук,
Санкт-Петербург, Россия*

OBSERVATION OF THE PENUMBRA DOWNFLOWS

Mozharovsky S.G.

Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences, St. Petersburg, Russia

Areas of the penumbra, in which the radiation of the upflow and downflow plasma streams is mixed at one point in the aperture of the Hinode spectropolarimeter were found. The difference in the speeds of these streams can be on the order of 10 km s^{-1} , that is, more than the sound speed. Supersonic downward penumbra flows have been described in the literature before. However, in these articles authors noted the insufficient resolution of the Hinode SOT/SP and drew a geometric picture as crossed streams adjacent in the aperture plane. In our study, it turns out that the streams are separated by depth on the line of sight, as in a layer cake, which is inclined both towards the surface of the photosphere and towards the observer. This leads to the fact that the Stokes V-profiles have complex multi-lobe shapes. Analysis of these shapes gives some understanding of the structure of the penumbra flows. This can be useful, since the penumbra is characterized by entanglement, complexity, and high intensity of plasma flows, due to which the results of different authors are sometimes contradictory.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-205-208

Обнаружение нисходящих потоков

В нашем исследовании потоки плазмы в полутени, которые движутся вниз с большими скоростями, были обнаружены как побочный результат. Поэтому наше представление об этих потоках – это независимый от других авторов взгляд.

Всё началось с задачи сегментирования профилей интенсивности с целью выбрать участки линии, которые отдельно дают вклад в параметры глубины профиля линии и его ширины (доплеровского уширения). Наилучшей тактикой оказалось найти самые протяжённые участки монотонного изменения интенсивности и принять их за левое и правое крыло линии. Для крыльев были найдены середины их интенсивностей, и для этих середин определены длины волн и в частности длина волны середины красного крыла $\lambda_{RedWing}$, см. рис. 1. Из значений $\lambda_{RedWing}$ можно построить карту. На карте в виде наиболее светлых участков выделяются места в полутени с максимальным доплеровским красным смещением и наиболее сильным магнитным полем. Оказалось, что для таких участков характерна сложная форма профиля круговой поляризации (V-профиля Стокса), см. рис. 3. b), c). Сложный профиль V-параметра Стокса можно интерпретиро-

вать как попадание в апертуру поляриметра участков, в которых плазма разделена как минимум на два потока. Эти потоки плазмы имеют различие лучевой скорости в несколько км/с, а также различие напряженностей магнитного поля – график b), либо даже полярности продольного поля – график c).

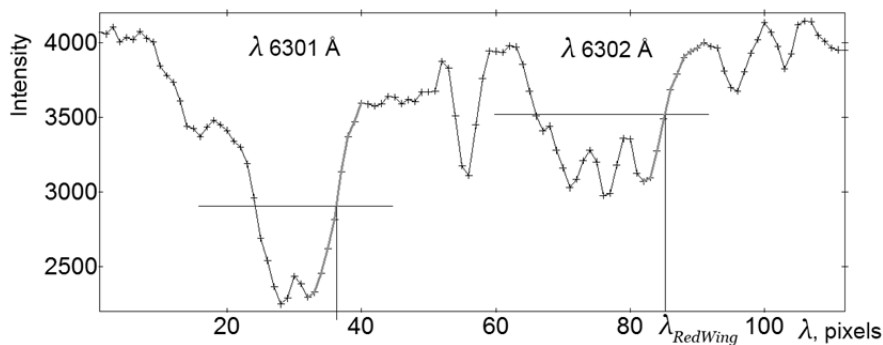


Рис. 1. Определение длины волны середины красного крыла каждой из линий.

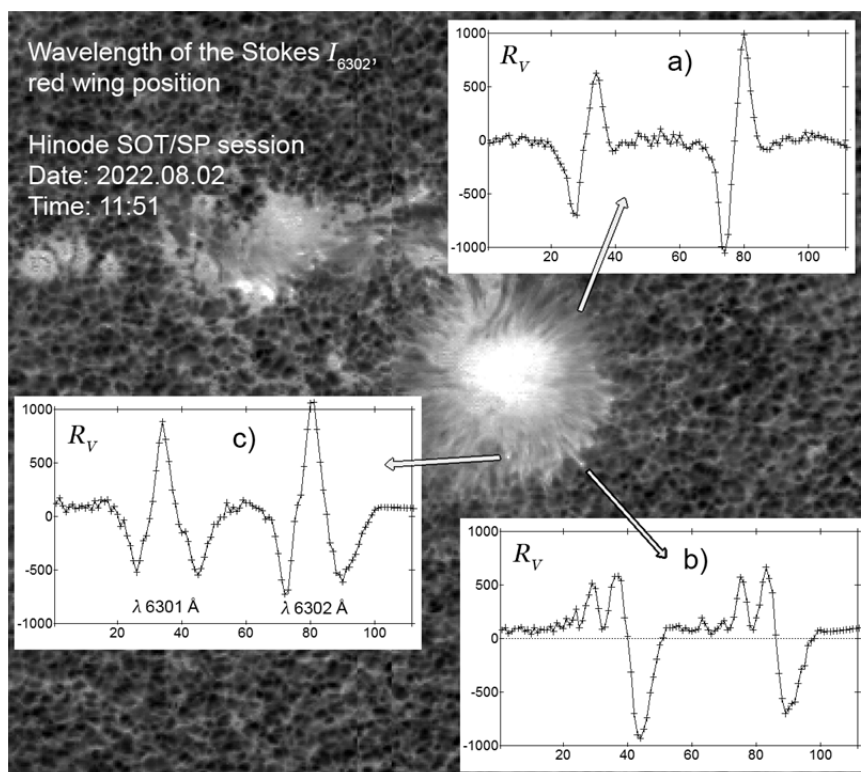


Рис. 2. Карта сеанса наблюдений спектрополяриметра спутника Hinode построена по данным о длине волны середины правого крыла линии Fe I $\lambda 6302 \text{ \AA}$, а также профили Стокса V для отмеченных на карте участков a), b) и c).

Авторы [1, 2] отмечали, что у спектрополяриметра Hinode недостаточное разрешение, поэтому рисовали геометрическую картину, где нисходящие сверхзвуковые потоки смешаны с восходящими в плоскости апертуры. Из наших данных следует, что потоки расположены один над другим.

Обоснование возможности видеть в профиле круговой поляризации слои, которые находятся на разной высоте по лучу зрения и имеют разные скорости

Как было указано в работе [3], эффективные высоты отклика профилей линий на изменения лучевой скорости и напряженности магнитного поля ведут себя так, как будто они «притягиваются» к тем высотам, где скорость и поле приобретают экстремальные значения. Это можно пояснить следующим образом. Профиль поглощения линии можно представить как облако непрозрачности, которое расположено над слоем, формирующим уровень континуума. Экстремальная лучевая скорость в некотором низко расположенном слое смещает это облако по длине волны. Слои, лежащие выше, остаются прозрачными, поэтому эффективная высота отклика профиля оказывается равной высоте этого низко лежащего слоя. Если теперь выше по лучу зрения окажется слой, где скорость экстремально смещает профиль в противоположную сторону, то с этим слоем будет связана эффективная высота отклика другого крыла линии. Если говорить о многолепестковом профиле круговой поляризации, то крайние лепестки будут достаточно хорошо описывать два слоя с экстремальными противоположно направленными скоростями. А внутренние лепестки будут некоторой смесью, и к ним надо относиться критически.

Свойства нисходящих потоков

Нисходящие потоки чаще проявляются на стороне полутени, ближайшей к краю диска Солнца, в центре диска они проявляются равномерно со всех сторон, что подтверждается рисунком 3. Однако иногда возникает феномен особенно сильных потоков, направленных вниз, которые занимают большую площадь. Так на карте сеанса 20061110_1601, когда пятно

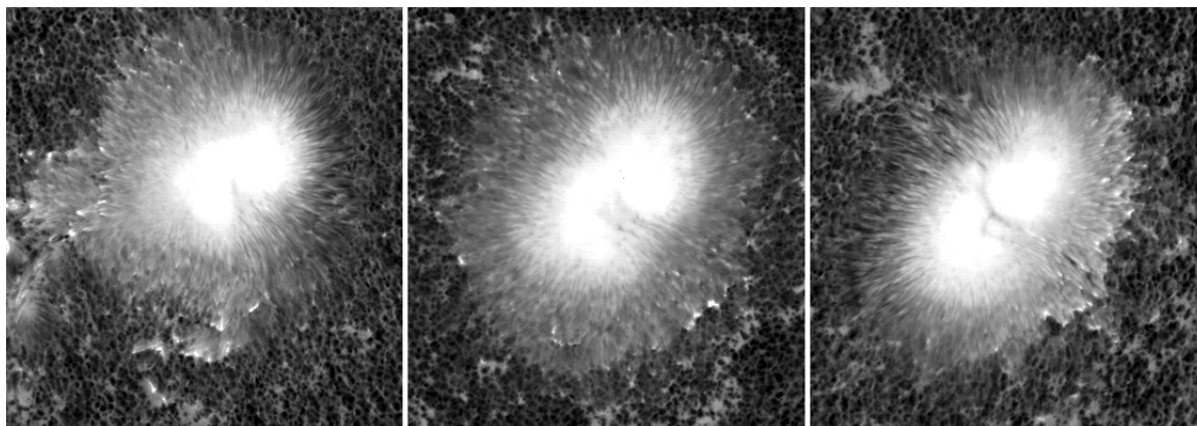


Рис. 3. Карты значений $\lambda_{RedWing,6302}$ для сеансов наблюдений Hinode 20061112_0500, 20061114_0715 и 20061116_1420 соответственно с восточной стороны диска Солнца, по центру и с западной стороны. Светлые участки полутени – места, где наблюдаются сильные нисходящие потоки.

находилось близко к краю Солнца, со стороны, ближайшей к центру диска, наблюдалось два особо ярких участка с нисходящими потоками. Нисходя-

щие потоки могут иметь продольное поле, совпадающее по знаку с полем тени, а иногда этот знак противоположный, см. рис. 2 b) и с).

Полезно рассмотреть V-профили соседних пикселей. В некоторых случаях можно наблюдать три соседних пикселя, из которых в правом и левом пикселях круговые поляризации разного знака, в центральном - трёхлепестковый V-профиль, указывающий на смешивание поляриностей в апертуре пикселя (например, пиксель (1847,331) в сеансе 20170905_0606). Однако обычно симметричные трёхлепестковые пиксели занимают значительную область. Это говорит о том, что слои с разными скоростями располагаются друг над другом, см. рис. 4.

В некоторых случаях профиль круговой поляризации распадается на два профиля, у которых видны точки смены полярности. По таким профилям можно измерить скорости потоков. По ним получается, что в окрестностях наиболее ярких точек карт $\lambda_{RedWing}$ скорости синего, направленного вверх потока, составляют 0–3 км/с, а скорости красного, направленного вниз, 6–12 км/с.

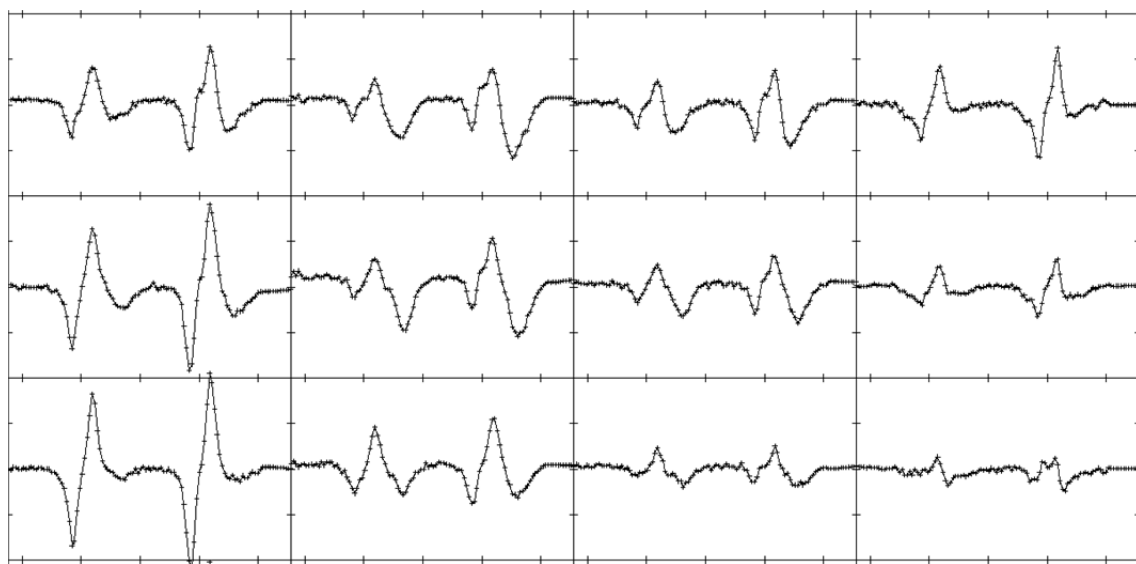


Рис. 4. V-профили Стокса смежных пикселей. Очевидно, что профиль каждого пикселя не является комбинацией соседних профилей, а образован в результате смешивания излучения потоков, которые располагаются на разной глубине.

Литература

1. *Ichimoto, K., et al.*, Fine-Scale Structures of the Evershed Effect Observed by the Solar Optical Telescope aboard Hinode // Publications of the Astronomical Society of Japan. Vol. 59. 2007. S593.
2. *Pozuelo, S.E., L.R. Bellot Rubio, and J. de la Cruz Rodríguez.* Properties of Supersonic Evershed Downflows // The Astrophysical Journal, 2016. **832**: p. 170.
3. *Можаровский, С.Г.* О влиянии градиентов магнитного поля и лучевой скорости на эффективные глубины отклика крыльев спектральных линий, in Всероссийская ежегодная конференция "Солнечная и солнечно-земная физика", 2014, Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН: ГАО, Санкт-Петербург. p. 299-302.

ПРЕДВЕСТНИКИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И СУБ-ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СОБЫТИЯ 28.03.2022

**Моторина Г.Г.^{1,2}, Цап Ю.Т.³, Смирнова В.В.³,
Моргачев А.С.¹, Шрамко А.Д.¹**

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences, 251 65 Ondřejov, Czech Republic

³Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

PRECURSORS AND SUB-TERAHERTZ EMISSION OF A SOLAR FLARE ON MARCH 28, 2022

**Motorina G.G.^{1,2}, Tsap Yu.T.³, Smirnova V.V.³,
Morgachev A.S.¹, Shramko A.D.¹**

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

²Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences, 251 65 Ondřejov, Czech Republic

³Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Russia

Peculiarities of solar radio spectrum, as well as temporal profiles of flare emission indicate the thermal nature of the sub-terahertz rising with frequency component observed at 100–1000 GHz. For some events it was found that the beginning of a solar flare at 93 GHz was several minutes ahead of its impulsive phase. The present work is aimed at detailed analysis of a M4.0-class solar flare observed on March 28, 2022, which had sub-terahertz emission registered with the Bauman Moscow State Technical University Radio Telescope RT-7.5 at 93 GHz. We supply these data with multiwavelength solar observations in the X-ray (GOES, GBM/FERMI), extreme ultraviolet (AIA/SDO), and microwave (RT-2, RT-3, INAF RT) ranges. The millimeter emission was calculated based on the differential emission measure from AIA/SDO data and numerical calculations assuming thermal free-free mechanism. Heating of a sub-terahertz emission source located in the transition region and upper chromosphere of the Sun cannot be caused by electrons accelerated in the solar corona and heat fluxes from flare regions of the coronal looptop. A possible origin of the thermal precursor in the solar chromosphere is discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-209-212

Введение

Сравнительно недавно стало возможным проводить солнечные наблюдения в суб-терагерцовом (0.3–3 мм) диапазоне электромагнитного спектра на частотах 100–1000 ГГц [1]. Особый интерес представляет наличие суб-терагерцовой (суб-ТГц) вспышечной компоненты, сопровождаемой увеличением потока излучения с частотой, т.е. положительным наклоном спектра. В работе [2] был проведен статистический анализ суб-ТГц событий, который убедительно показал, что вопрос о механизмах в исследуемом диапазоне до сих пор остается открытым.

Другим немаловажным вопросом является проблема нагрева и передачи энергии ускоренных частиц в плотные слои атмосферы. В частности,

рентгеновские источники перед импульсной фазой вспышки могут располагаться в основаниях корональных петель, а их температура достигает 10–15 МК [3]. С другой стороны, суб-ТГц излучение связано с рентгеновским излучением [4], а за его генерацию может быть ответственна тепловая плазма короны, переходной области и верхней хромосферы. Следовательно, источник нагрева хромосферной плазмы может быть связан с ускоренными электронами, тепловыми потоками, ударными волнами, либо с энерговыделением *in situ*. Таким образом, целью данной работы является на примере вспышечного события 2022/03/28 (рис. 1) исследовать вклад корональной вспышечной плазмы и ускоренных электронов в генерацию суб-ТГц излучения, а также выяснить природу нагрева переходной области и верхней хромосферы Солнца, в первую очередь, на начальной фазе солнечной вспышки.

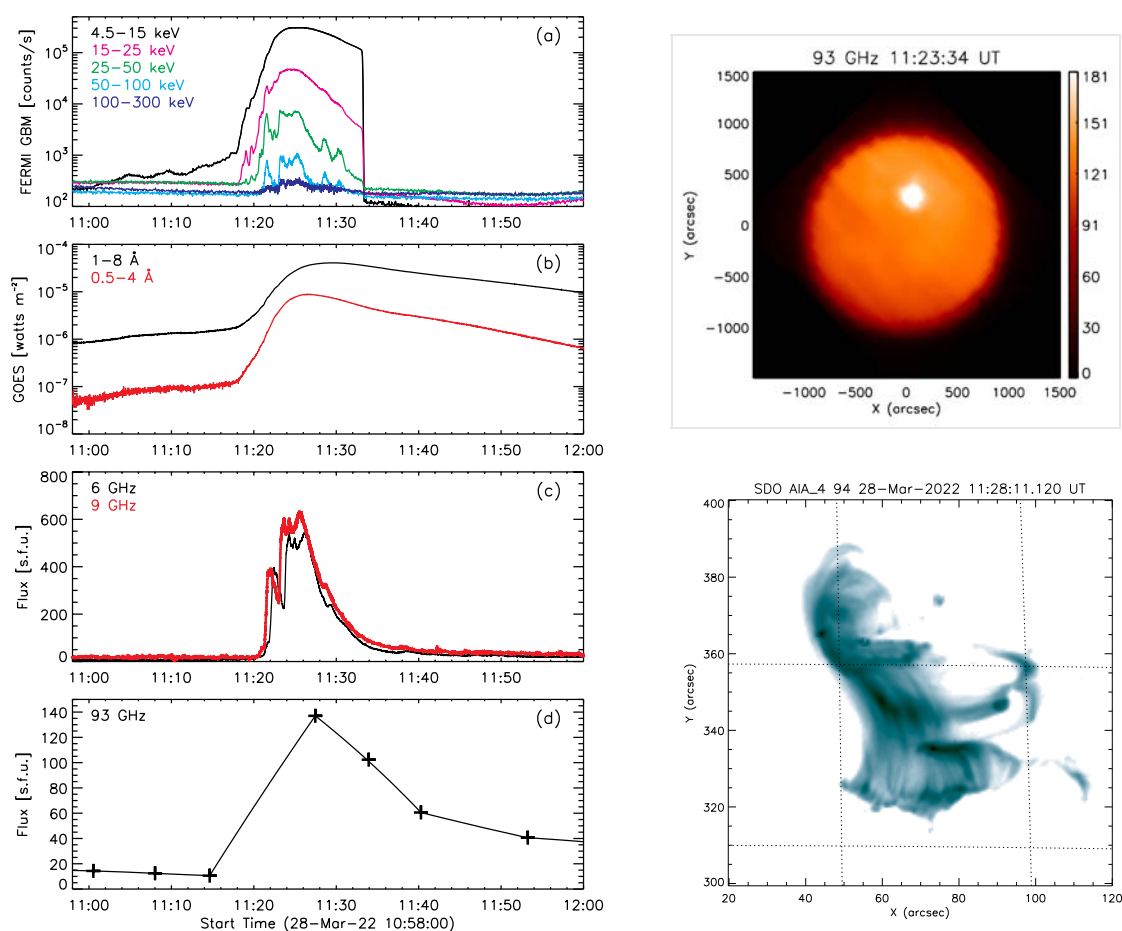


Рис. 1. Слева: временные профили солнечной вспышки 28/03/2022 в рентгеновском (а), (b), микроволновом (с) и суб-ТГц (d) диапазонах. Справа: карты солнечной вспышки 28/03/2022 – на частоте 93 ГГц (сверху), на длине волны 94 Å (снизу).

Анализ данных

Для выполнения поставленной задачи были проанализированы данные крайнего ультрафиолетового излучения (КУФ), зарегистрированного с

помощью AIA/SDO, и рентгеновского (РИ) излучения по данным GBM/FERMI, которые позволяют получить информацию о тепловой вспышечной плазме и нетепловых ускоренных электронах. Также для более детального анализа вспышки 28/03/2022 использовались данные Кисловодской Горной астрономической станции (6 и 9 ГГц) и радиотелескопа РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана (93 ГГц) (рис. 1).

Таким образом, с помощью AIA/SDO данных было проведено восстановление дифференциальной меры эмиссии (DEM, рис. 2) вспышечной плазмы вдоль луча зрения:

$$\phi(T) = n^2 \frac{dl}{dT}, \quad (1)$$

где n – концентрация тепловых электронов, l – размер источника вдоль луча зрения в диапазоне температур $T = 0.5 - 32$ МК, с помощью метода регуляризации Тихонова [5, 6] для двух временных интервалов, соответствующих начальной фазе (11:00:00–11:00:12 UT) и фазе максимума (11:28:00–11:28:12 UT) миллиметрового всплеска.

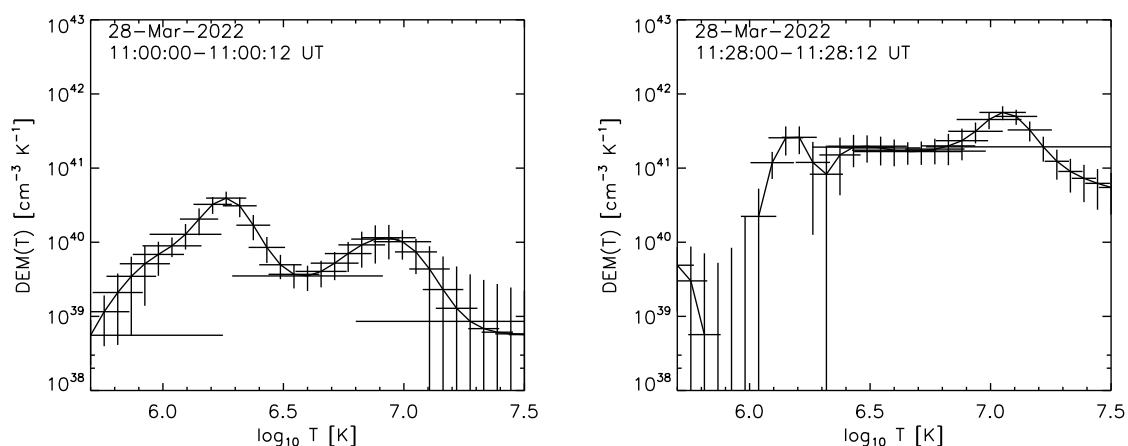


Рис. 2. Дифференциальная мера эмиссии солнечной вспышки 28/03/2022 для моментов времени 11:00:00–11:00:12 UT (слева) и 11:28:00–11:28:12 UT (справа).

На основе полученных распределений $\phi(T)$ был выполнен расчет миллиметрового излучения, используя известные соотношения для интегральной яркостной температуры и наблюдаемого потока теплового тормозного излучения [7, 8]. Площадь теплового источника $S = 7.8 \times 10^{18} \text{ см}^{-2}$, ограниченная уровнем 50% от максимума интенсивности, определялась по КУФ картам во временном интервале 11:28:00–11:28:12 UT. В результате, были получены расчетные потоки на частоте 93 ГГц: 1.5 с.е.п. (11:00 UT) и 45 с.е.п. (11:28 UT), которые оказались явно заниженными, поскольку наблюдаемые значения равны 20 ± 5 и 125 ± 31 с.е.п. соответственно. Следовательно, вклад оптически тонкой вспышечной плазмы с температурой $0.5 \text{ МК} \leq T \leq 32 \text{ МК}$ в миллиметровое излучение пренебрежимо мал, и суб-

ТГц компонента генерируется более холодной плазмой из области соответствующей хромосфере.

Чтобы оценить вклад ускоренных электронов в наблюдаемое суб-ТГц излучение солнечной вспышки 28/03/2022, нами было произведено фитирование рентгеновских спектров для моментов времени 11:00:00–11:00:12 UT и 11:28:00–11:28:12 UT. Для фазы максимума были получены следующие параметры: $EM = 3.9 \times 10^{48} \text{ см}^{-3}$, $T = 17.1 \text{ МК}$, $F = 8.57 \times 10^{35} \text{ электроны/с}$, $\delta = 7.86$, $E_c = 18.57 \text{ кэВ}$. Так как показатель спектра ускоренных электронов ($\delta = 7.86$) большой, то вклад ускоренных электронов даже на фазе максимума в нагрев, в первую очередь, хромосферы должен быть незначителен [9].

Обсуждение результатов и выводы

Проведен анализ рентгеновского и ультрафиолетового излучения солнечной вспышки 28/03/2022, имеющей суб-ТГц излучение. Оценен вклад корональной вспышечной плазмы и ускоренных электронов в генерацию суб-ТГц излучения в начальной фазе и около максимума суб-ТГц излучения. Показано, что вспышечная корональная плазма вносит несущественный вклад в наблюдаемое миллиметровое излучение на частоте 93 ГГц. Параметры нетепловых электронов, а именно мягкий степенной спектр, отсутствие на начальной фазе вспышки наблюдаемого жесткого рентгеновского и микроволнового излучения свидетельствует о незначительном вкладе ускоренных электронов в нагрев хромосферной плазмы. Мы предполагаем, что нагрев вспышечной хромосферы скорее происходил *in situ* в результате джоулевой диссипации электрических токов [10].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ No.20-52-26006, РФФИ No.22-12-00308, РФФИ No.20-72-10158 и Минобрнауки (НИР No. 1021051101548-7-1.3.8; 075-03-2022-119/1).

Литература

1. Kaufmann P. et al. // ApJ, 2001, V. 548, L95.
2. Kontar E.P. et al. // A&A, 2018, V. 620, id. A95, 6 p.
3. Hudson H. et al. // MNRAS, 2021, V. 501, pp.1273-1281.
4. Kaufmann P. et al. // ApJ, 2009, V. 697, 420.
5. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. – М.: Наука, 1979. – 286 с.
6. Hannah I.G. & Kontar E.P. // A&A, 2012, V. 539, id. A146, 14 p.
7. Tsap Yu.T. et al. // ASR, 2016, V. 57, I.7, pp. 1449-1455.
8. Dulk G.A. // Annual review of A&A., 1985, V. 23, 169 p.
9. Цан Ю.Т. Дис. на соиск. учен. степ. д.ф.-м.н., Крым, СПб, 2008, 280 с.
10. Stepanov A.V. & Zaitsev V.V. // Ge&Ae, 2016, V. 56, I.8, pp. 952-971.

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ МИКРОВОЛНОВЫМ
И МЕТРОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВСПЛЕСКА НА ФАЗЕ СПАДА
КРУГОВОЙ ВСПЫШКИ 22 МАЯ 2021 ПО ДАННЫМ СИБИРСКОГО
РАДИОГЕЛИОГРАФА И ИРКУТСКОГО РАДАРА
НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ**

**Мотык И.Д., Сетов А.Г., Шамсутдинова Ю.Н.,
Жданов Д.А., Кашапова Л.К.**

Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

**STUDY OF THE RELATIONSHIP BETWEEN MICROWAVE AND
METER EMISSION OF THE BURST AT THE DECAY PHASE OF THE
CIRCULAR RIBBON FLARE ON MAY 22, 2021, ACCORDING TO THE
DATA OF THE SIBERIAN RADIOHELIOGRAPH AND THE IRKUTSK
RADAR OF INCOHERENT SCATTER**

**Motyk I.D., Setov A.G., Shamsutdinova Yu.N.,
Zhdanov D.A., Kashapova L.K.**

ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia

We present the results of a short-time event occurred during the decay phase of circular ribbon flare on 22 May 2021 with maximum at 06:15:15 UT. The Irkutsk incoherent scatter radar detected the powerful but sharp burst at 161 MHz during the period 06:16:45-06:17:00 UT. The dynamic spectra e-Callisto confirmed its solar nature and identify it as the radio burst type III. We found a tiny response on the correlation plot of the Siberian Radioheliograph at 5.6 GHz, which temporally coincided the meter burst. Comparison of the temporal profiles at 161 MHz and at 5.6 GHz obtained from the imaging photometry confirmed the close relationship between the phenomena in two spectral ranges. The images at 5.6 GHz revealed that both the circular ribbon flare and the studied event took place in the same active region, but the event position was not coincided to the flare one. However, the microwave source of meter burst associated with the eruptive event (jet) seen in 171 Å image by SDO/AIA. Circular ribbon flares are often followed by various eruptive events, and this fact suggests a possible explanation of temporal coinciding between the flare and the burst. The flare could be the trigger of the energy release resulted in the bursts simultaneously detected in meter radio range and microwaves.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-213-216

Согласно стандартной модели вспышки ускоренные электроны, распространяясь от места первичного энерговыделения, могут стать источниками радиоизлучения как в метровом и дециметровом, так и в микроволновом диапазонах. Несмотря на различные механизмы излучения в метровом и микроволновом диапазонах, должна существовать взаимосвязь между двумя этими видами излучения. Особый интерес представляют короткоживущие и в тоже время мощные события. В данной работе мы пред-

ставляем результаты исследования связи между микроволновым и метровым излучением наблюдавшегося во время вспышки 22 мая 2021 года. Событие произошло во время фазы спада круговой вспышки класса C6.0 по GOES классификации с максимумом в 06:15:15 UT в активной области NOAA 12824. В отличие от «классической» двухленточной вспышки, круговая вспышка имеет сложную магнитную конфигурацию, представляющую собой куполообразную структуру, из вершины которой выходят магнитные линии. Эти магнитные линии формируют магнитную трубку, которая может соединять «купол» с удаленным источником или быть условно открытой. Такая топология вспышек часто приводит к инициированию периодических эруптивных событий [1]. Иркутский радар некогерентного рассеяния (ИРНР) [2] в период времени с 06:16:45 по 06:17:00 UT зарегистрировал всплеск на частоте 161 МГц. Согласие с наблюдениями спектрографа сети e-Callisto [3] в спектральном диапазоне 160-164 МГц в тот же период времени подтвердило солнечное происхождение зарегистрированного явления. Анализ корреляционной кривой на частоте 5.6 ГГц Сибирского радиогелиографа (СРГ) [4] показал наличие отклика в микроволновом диапазоне во время этого события.

Целью данной работы является локализация источника в микроволновом диапазоне, связанного со всплеском на 161 МГц и анализ его связи с солнечной вспышкой.

Для локализации данного всплеска были построены радиоизображения по данным СРГ на частоте 5.6 ГГц. Положение микроволнового источника круговой вспышки было сопоставлено с изображениями активной области в ультрафиолете (171, 304 и 1600 Å, AIA/SDO [5]) и магнитограммой (HMI/SDO [6]) (рис. 1, штриховой контур).

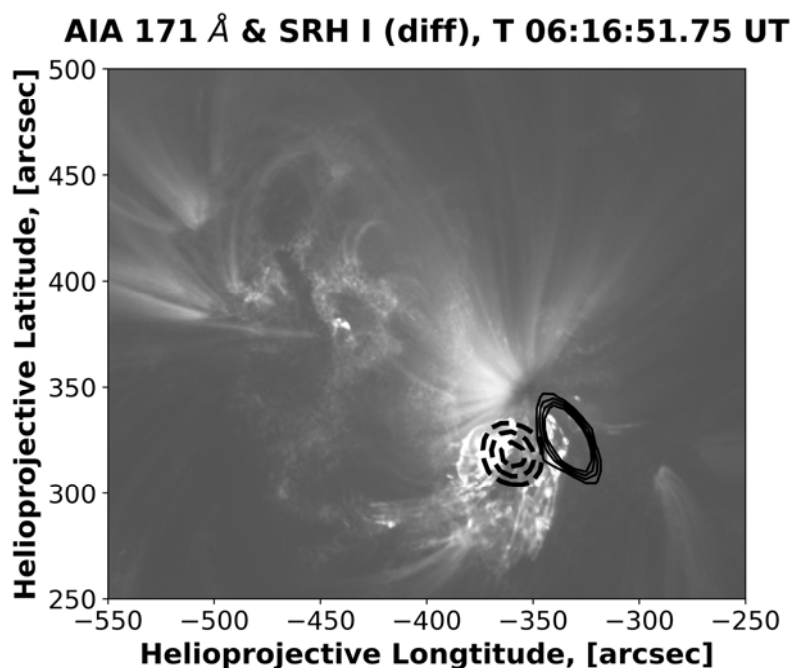


Рис. 1. Место расположения круговой вспышки (пунктирные линии) и радиовсплеска (сплошные линии). Контур наложен на изображение в ультрафиолете 171 Å, AIA/SDO.

Показано, что микроволновый источник совпадает с положением круговой вспышки. Чтобы выявить источник всплеска на фазе спада круговой вспышки, были построены разностные радиоизображения. Это позволило выявить положение нового микроволнового источника, существовавшего 06:16:45–06:17:00 UT. На рис. 1 представлены месторасположения вспышки и всплеска. Дальнейший анализ построенных радиоизображений показал, что вспышка и всплеск находятся в одной активной области, но пространственно не связаны. Поток, построенный для выделенного источника всплеска в микроволнах, согласуется с временными профилями в метровом диапазоне по данным других инструментов (рис. 2).

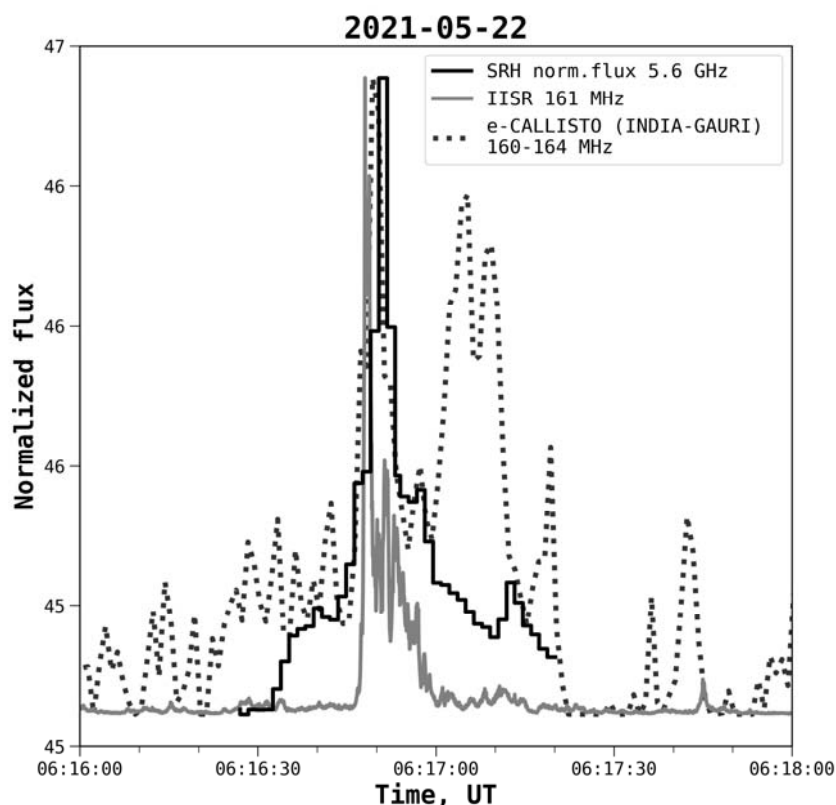


Рис. 2. Временные профили микроволнового и метрового излучения по наблюдениям ИРНР, СРГ и спектрографов сети e-Callisto.

Это подтверждает, что обнаруженный источник имеет солнечное происхождение, а не является инструментальным артефактом. И подтверждает корректность его локализации. Предварительный анализ динамических спектров e-Callisto указывают на то, что событие является радиовсплеском III типа. При этом изображения в полосе 171 Å показали, что выявленный источник микроволнового всплеска связан с эруптивным событием (джет), который также не был пространственно связан с круговой вспышкой.

На основании проделанного анализа анализ изображений на частоте 5.6 ГГц по данным СРГ и временного профиля потока, полученного с помощью пространственно разрешенной фотометрии, мы можем сделать вы-

вод о том, что локализация источник микроволнового всплеска, связанного с всплесками на частоте 161 МГц выполнена корректно, не смотря на слабый уровень сигнала в микроволновом диапазоне. Также было обнаружено, что всплеск в метровом диапазоне является радиовсплеском III типа. Нами показана связь исследуемого события с джетом, наблюдавшемся в этой же активной области одновременно с излучением в радио и микроволновом диапазонах. Анализ радиоизображений показал, что всплеск и круговая вспышка произошли в одной области, но не являются пространственно-связанными событиями. Возможно, процессы, произошедшие во время круговой вспышки, могли послужить триггером для исследуемого события. Ответ на этот вопрос может дать анализ топологии магнитного поля и сравнение динамики излучения в микроволновом и радиодиапазоне с динамикой в крайнем ультрафиолете.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. Результаты получены с использованием Уникальной научной установки "Иркутский радар некогерентного рассеяния" <http://ckp-rf.ru/usu/77733/> и Сибирского Радиогелиографа (ИСЗФ СО РАН).

Литература

1. *Ning, Z., Wang, Y., Hong, Z., and Li, D.* Detections of Multi-Periodic Oscillations During a Circular Ribbon Flare // *Solar Physics*. 2022. V. 297, N. 1, P 2-26.
2. *Сетов А.Г., Кушнарев Д.С., Васильев Р.В., Медведев А.В.* Длительные наблюдения солнечного потока в 2011-2019 гг. на Иркутском радаре некогерентного рассеяния (ИРНР) // *Солнечно-земная физика*. 2020. Т. 6, № 3. С. 33-39.
3. *Benz, A.O., Monstein, C., and Meyer, H.* Callisto A New Concept for Solar Radio Spectrometers // *Solar Physics*. 2005, V. 226, N. 1, P. 143-151.
4. *Лесовой С.В., Алтынцев А.Т., Кочанов А.А. и др.* Сибирский радиогелиограф: первые результаты // *Солнечно-земная физика*. 2017. Т. 3, № 1. С. 3–16.
5. *Lemen, J.R., Title, A.M., Akin, D.J., et al.* The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. 2012. V. 275, N. 1-2, P. 17-40.
6. *Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., et al.* The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) Investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // *Solar Physics*. 2012, V. 275, N. 1-2, P. 207-227.

ДВЕ ПОПУЛЯЦИИ ГРУПП СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН И МЕРИДИОНАЛЬНЫЕ СКОРОСТИ НА СОЛНЦЕ

Наговицын Ю.А.^{1,2}, Осипова А.А.¹, Певцов А.А.³

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

³National Solar Observatory, Boulder, USA

TWO POPULATIONS OF SUNSPOT GROUPS AND MERIDIONAL VELOCITIES ON THE SUN

Nagovitsyn Yu.A.^{1,2}, Osipova A.A.¹, Pevtsov A.A.³

¹Central Astronomical observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

²State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

³National Solar Observatory, Boulder, USA

Statistical distributions of the mean meridional velocity β in the Carrington rotation system are considered. The Greenwich catalogue for years from 1874 to 1976 was used. It is shown that the meridional motions of the two sunspot group populations depend weakly on latitude. It was found that the meridional motions depend on the longitude velocity in a coordinate system close to the Carrington one, and the dependences of the meridional velocities β on the longitude velocities α for two sunspot group populations were obtained. The most likely reason for this is the Coriolis force. The difference from zero of free terms in the obtained dependencies may indicate some north-south asymmetry in differential rotation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-217-220

В настоящее время понятно, что глобальное поле скорости на Солнце тесно связано с генерацией солнечных магнитных полей. Знание меридиональных движений важно для моделирования циклов солнечной и звездной активности [4]. Существование меридиональных циркуляций было подтверждено гелиосейсмологией [3]. В этой статье мы сосредоточимся на меридиональных движениях, прослеженных с помощью солнечных пятен и их групп методом трассеров [1–2]. Большинство работ показывают, что солнечные пятна удаляются от центральной широты активности: на более низких широтах группы солнечных пятен движутся к экватору, а на более высоких они демонстрируют движение к полюсу.

Авторы [10] показали корреляцию между остатками дифференциальной скорости вращения и меридиональными движениями, и этот факт был связан с напряжением Рейнольдса как основной движущей силой дифференциального вращения.

Эта статья является продолжением нашей статьи [7] по исследованию глобального горизонтального поля скорости групп солнечных пятен. С помощью нового подхода, основанного на рассмотрении статистических рас-

пределений, было показано, что на Солнце одновременно существуют две системы (сидерического) дифференциального вращения: быстрая T1 и медленная T2.

$$\omega_{T1} = (14.616 \pm 0.013) - (2.88 \pm 0.13) \sin^2 \varphi \quad (1)$$

$$\omega_{T2} = (14.3499 \pm 0.0039) - (2.869 \pm 0.043) \sin^2 \varphi$$

Было показано, что две популяции групп солнечных пятен [8–9] – короткоживущие мелкие SSG и долгоживущие крупные LLG, разделяющиеся по времени жизни (больше и меньше 5 дней), имеют различный характер дифференциального вращения: SSG обладают одномодовым быстрым вращением, а LLG двухмодовым: и быстрым и медленным.

В данной работе мы пошли тем же путем, что и [7] – рассматривали статистические распределения средней меридиональной скорости β , выражаемой в град/сут в кэррингтоновской системе вращения. В качестве исходных данных мы использовали гринвичский каталог за 1874–1976 гг.

Вначале проверим зависимость для выборок значений синуса гелиографической широты $\sin \varphi$ с шагом 0.05 мы строили гистограммы встречаемости различных значений. Затем методом Левенберга-Марквардта [5–6] гистограммы аппроксимировались гауссианой, и находилось положение ее максимума с его статистической ошибкой. Процедура проводилась для SSG и LLG популяций отдельно – см. рис. 1. Положительным значениям β соответствует движение к полюсу, отрицательным – к экватору.

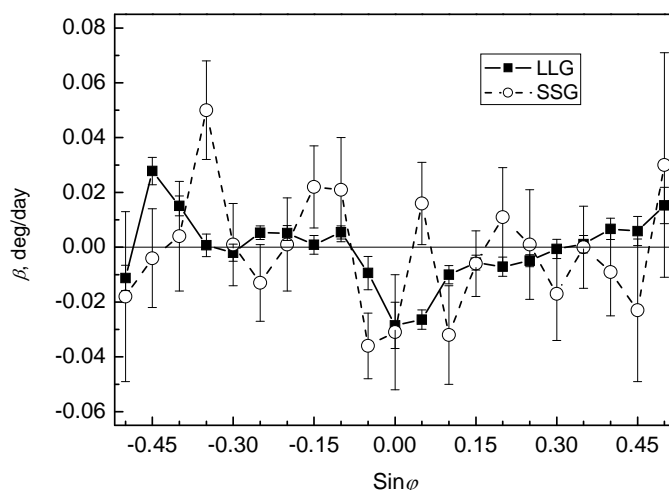


Рис. 1.

Большие доверительные интервалы для SSG объясняются просто: для вычисления скоростей использовалось меньшее число дневных значений из-за меньшего времени жизни этой популяции. Статистически выраженной регулярной разницы для значений между популяциями на рис. 1 не заметно. Также как и выраженного закона $\beta = f(\sin \varphi)$. Есть тенденция и только тенденция для LLG: ближе к экватору пятна движутся к экватору, в

высоких широтах – к полюсу. Но тенденция слабая. Вывод, который мы делаем из всего этого: в отличие от закона дифференциального вращения меридиональные движения от широты зависят слабо. Т.е. выраженной зависимости меридиональных скоростей, определяемых по группам солнечных пятен как трассерам, нет.

С чем же связаны меридиональные движения? Построим эмпирические зависимости меридиональных скоростей β от долготных скоростей α в кэррингтоновской системе вращения для SSG и LLG популяций отдельно – рис. 2 а), б).

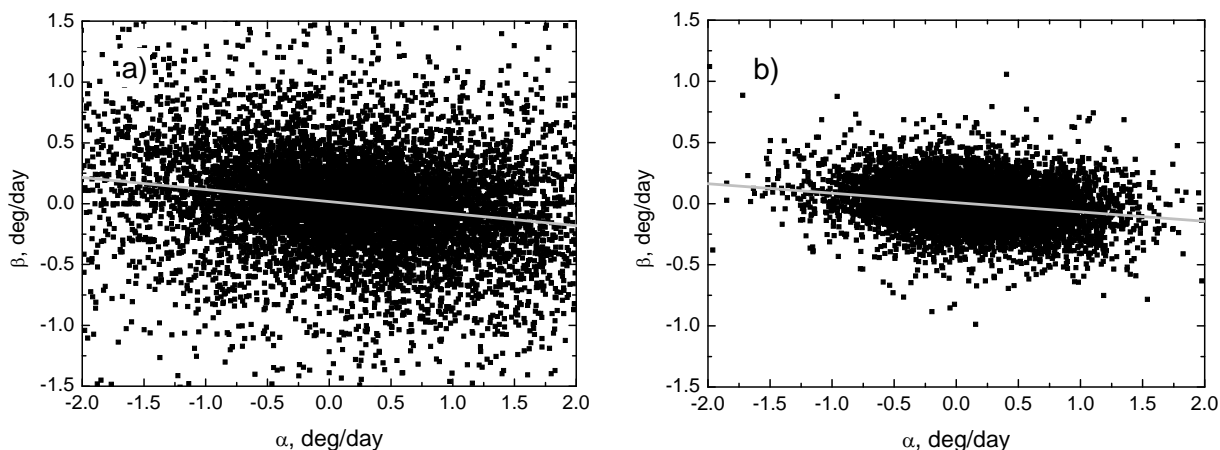


Рис. 2.

Для SSG зависимость имеет вид (r – коэффициент корреляции Пирсона)

$$\beta = (1.72 \pm 0.52) \cdot 10^{-2} - (9.89 \pm 0.63) \cdot 10^{-2} \alpha, \quad r = -0.16. \quad (2)$$

Для LLG:

$$\beta = (0.87 \pm 0.14) \cdot 10^{-2} - (7.66 \pm 0.31) \cdot 10^{-2} \alpha, \quad r = -0.22. \quad (3)$$

Коэффициенты корреляции невелики, однако, мы понимаем, что (2) и (3) описывают негруппированные эмпирические значения, содержащие случайные ошибки.

Поэтому для выведения глобального закона $\beta = f(\omega_c)$ мы, используя группированные выборки, построили статистические распределения β в интервалах с шагом 0.05 град/день по α с шагом 0.1 град/день. Далее в предположении нормальных распределений β по методу Левенберга-Марквардта находились их максимумы. Полученный результат для SSG и LLG популяций отдельно иллюстрирует рис. 3.

Регрессионные прямые (данные взвешены с учетом доверительных интервалов): для SSG

$$\beta = (1.50 \pm 0.34) \cdot 10^{-2} - (9.79 \pm 0.58) \cdot 10^{-2} \alpha, \quad r = -0.95, \quad (5)$$

для LLG

$$\beta = (0.426 \pm 0.071) \cdot 10^{-2} - (7.77 \pm 0.18) \cdot 10^{-2} \alpha, \quad r = -0.95. \quad (6)$$

Коэффициенты корреляции высокие, а значит (5) и (6) выражают закон средних меридиональных движений. Сравнивая рис. 3 и рис. 1, можно

прийти к выводу, что меридиональные движения не имеют какого-то выраженного закона распределения с широтой, а зависят от долготной скорости в системе координат, близкой к кэррингтоновской. Наиболее вероятная

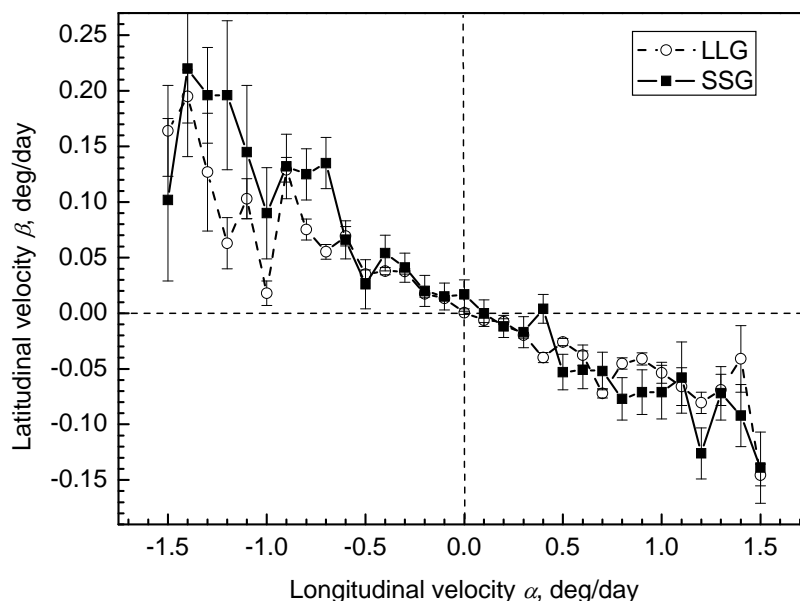


Рис. 3.

причина этого – сила Кориолиса. Движения пятен в кэррингтоновской сетке, опережающие ее вращение, приводят к силе, направленной к экватору, и наоборот, отстающие в ее вращении – направленной к полюсу. Отличие от нуля свободных членов в (5)–(6) может говорить о некоторой северо-южной асимметрии в дифференциальном вращении.

Литература

1. Arevalo M.J., Gomez R., Vazquez M., et al. // *Astronomy and Astrophysics*, 1982, vol. 111, no. 2, p. 266-271
2. Balthasar H., Woehl H. // *Astronomy and Astrophysics*, 1980, vol. 92, no. 1-2, p. 111-116.
3. Choudhuri A.R. // *Pramana*, 2011, vol. 77, issue 1, pp. 77-96
4. Kitchatinov L.L. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2016, Vol. 56, Issue 8, pp.945-951
5. Levenberg K. // *Quart. Appl. Math.*, 1944, 2, 164
6. Marquardt D. // *SIAM J. Appl. Math.*, 1963, 11, 431
7. Nagovitsyn Yu.A., Pevtsov A.A., Osipova A.A. // *Astronomy Letters*, 2018, Vol. 44, Issue 3, pp.202-211
8. Nagovitsyn, Yu.A., Pevtsov, A.A. // *The Astrophysical Journal*, 2016, 833, 94
9. Nagovitsyn, Yu.A., Pevtsov, A.A. // *The Astrophysical Journal*, 2021, Vol. 906, Issue 1, id.27, 7 pp.
10. Ruždjak D., Sudar D., Brajša R., et al. // *Solar Physics*, 2018, Vol. 293, Issue 4, article id. 59, 12 pp.

СТАТИСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ УСКОРЕНИЯ КВМ

Ожередов В.А., Струминский А.Б.

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

STATISTICAL MODEL OF A CME ACCELERATION

Ozheredov V.A., Struminsky A.B.

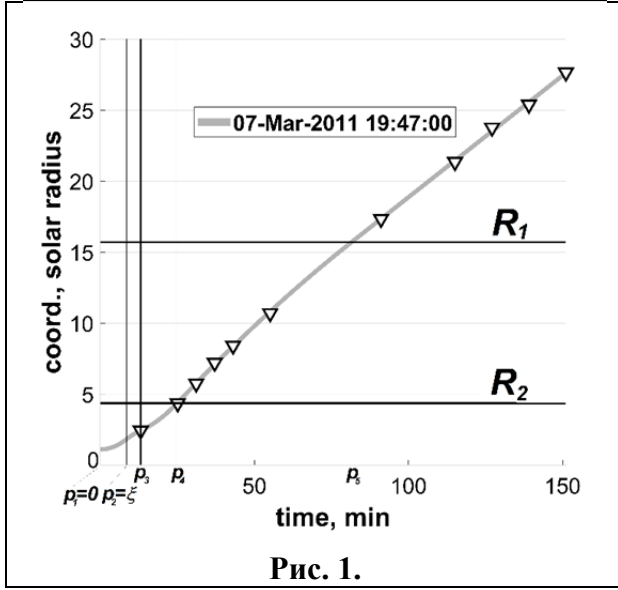
Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

The aim of this work is to construct an algorithm for trajectory approximation of prominent fast CMEs using the LASCO database. For these purposes, LASCO professionals use linear or quadratic methods only, however, but the lack of their flexibility does not allow us to approximate the CME's trajectory over the entire movement interval from the starting point to the free flight phase. Developing the idea proposed by Struminsky about the presence of four acceleration phases in the CME motion interval, we offer an algorithm for fitting the parameters of a piecewise polynomial trajectory using swarm methods of optimization. In addition, the article proves that the minimax principle allows one to uniquely extrapolate the CME trajectory to a region with a complete lack of data. At the same time, at first glance, it turns out to be a pleasant paradox that a rather complex trajectory model does not require large amounts of data for correct operation: knowledge of the CME start moment and only four "coordinate-time" pairs allows you to completely restore the CME trajectory model, which means that evaluate the speeds and accelerations in all phases of movement and, in addition, find the changepoints at which these phases change.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-221-224

Задачей данной статьи является построение алгоритма аппроксимации траектории корональных выбросов массы (КВМ). Авторы из базы данных LASCO [1] отобрали несколько КВМ, связанных с хорошо известными солнечными вспышками. Моменты старта КВМ, обозначаются в дальнейшем за t_0 . Для этих вспышек на основе анализа наблюдений жесткого и мягкого рентгеновского излучения, а также радиоизлучения, согласно идеям [2-3], были найдены вероятные моменты и высоты старта КВМ. Согласно идеям работы [2], аппроксимация траектории представляет собой кусочно-полиномиальную функцию второго порядка. Разрабатываемый нами подход иллюстрирует событие 7 марта 2011 года. Рассмотрим траекторию его КВМ на рис. 1.

Мы назвали эту модель P4L, по числу сегментов, на которые делят траекторию changepoints, т.е. точки смены режимов движения (точки смены фаз). Эти точки мы обозначили за $\{p_1, p_2, p_3, p_4, p_5\}$ – первая соответствует точке старта и привязывается к нулю, вторая отвечает за точку перегиба экстраполяционного (где нет данных) участка траектории и обозначается также через ξ (без нее в общем случае невозможно гладкое сопряжение с интерполяционным участком, где есть данные).



Третья точка – это время первого наблюдения LASCO, а четвертая и пятая представляют наибольший интерес, поскольку, скорее всего, отвечают прохождению КВМ через диффузные границы раздела сред – после p_4 меняется ускорение, а после p_5 возникает фаза свободного полета. Согласно модели P4L, соответствующая зависимость координаты x от времени t выглядит следующим образом:

$$\begin{cases} R_0 + \frac{A_1}{2}t^2, t \leq p_2 \equiv \xi, R_5 + V_5(t - p_5), t \geq p_5 \\ R_i + V_i(t - p_i) + \frac{A_i}{2}(t - p_i)^2, p_i \leq t \leq p_{i+1} \end{cases} \quad (1)$$

Здесь R_0 обозначает высоту старта, которая может варьироваться от 1.1 до 1.25 солнечных радиусов. Имея, по крайней мере, два наблюдения LASCO (на рис. 1 это белые треугольники) правее p_5 , мы можем аппроксимировать фазу свободного полета. Гладкость траектории дает следующие условия сшивки на границе фаз:

$$R_i + V_i \delta p_i + \frac{A_i}{2} \delta p_i^2 = R_{i+1}, V_i + A_i \delta p_i = V_{i+1} \quad (2)$$

где $\delta p_i \equiv p_{i+1} - p_i$.

Пусть мы уже выполнили аппроксимацию на $(i+1)$ -м сегменте, т.е. на участке траектории $[p_i, p_{i+1}]$; тогда нам известны начальная координата R_{i+1} и скорость V_{i+1} на этом сегменте. Подставляя условия (2) в среднее уравнение (1), будем иметь:

$$x = R_{i+1} + V_{i+1}(t - p_i - \delta p_i) + \frac{A_i}{2}(t - p_i - \delta p_i)^2, p_i \leq t \leq p_{i+1} \quad (3)$$

Из (3) следует, что параметры аппроксимации предыдущего сегмента полностью определяются параметрами последующего сегмента (R_{i+1} и V_{i+1}) и еще одним неизвестным A_i , которое ищется методом наименьших квадратов (для этого, очевидно, сегмент $[p_i, p_{i+1}]$ обязан содержать хотя бы одну точку наблюдения). Таким образом, интерполяционные участки траектории аппроксимируются как бы «справа налево» – вначале появляется возможность смоделировать фазу свободного полета, затем последнюю и

затем предпоследнюю фазу ускорения. Экстраполяционный участок траектории, т.е. кривая на объединении сегментов $[p_1, p_2] \cup [p_2, p_3]$, называемом также нулевой областью, аппроксимируется отдельно (напомним, p_3 – точка первого наблюдения).

Введем обозначения (чтобы не таскать с собой индексы): $V_3 \equiv U$, $R_3 \equiv D$. Траектория в нулевой области аппроксимируется после процедуры backtracing, поэтому оба параметра к тому времени нам известны. Две фазы ускорения (см. рис. 1) разделены моментом времени ξ , и понятно, что конечная модель траектории в нулевой области сильно зависит от положения ξ . Однако принцип минимакса фиксирует единственный вариант траектории: в предположении реализуемости минимума максимального ускорения в нулевой области модель траектории единственна, если есть уверенность, что точка первого наблюдения не задержана слишком сильно из-за особенностей условий наблюдения. Для доказательства запишем уравнения траектории в нулевой области (согласно нашему предположению, КВМ стартуют без начальной скорости). Условия сшивки координаты и первой производной в точке ξ позволяют исключить из (1) параметры R_2 и V_2 :

$$\left\{ \begin{array}{l} x = R_0 + \frac{A_1}{2} t^2, 0 \leq t \leq \xi \\ x = R_0 + \frac{A_1}{2} \xi^2 + A_1 \xi (t - \xi) + \frac{A_2}{2} (t - \xi)^2, \xi \leq t \leq p_3 \end{array} \right.$$

Условия сшивки в точке первого наблюдения дают:

$$\frac{A_1}{2} \xi^2 + A_1 \xi (p_3 - \xi) + \frac{A_2}{2} (p_3 - \xi)^2 = D - R_0, A_1 \xi + A_2 (p_3 - \xi) = U$$

откуда

$$A_1 = \frac{2D - 2R_0 - U(p_3 - \xi)}{p_3 \xi}, A_2 = \frac{U\xi - 2D + 2R_0}{p_3(p_3 - \xi)} \quad (4)$$

Видно, что, во-первых, траектория в нулевой области полностью определяется моментом времени ξ , а во-вторых, ускорения (4) с ростом ξ на интервале $[0, p_3]$ меняются в противофазе. Отсюда следует, что искомая точка минимакса находится на пересечении графиков функций (4), и в силу монотонности каждой из этих функций эта точка единственна.

Теперь траектория полностью задается границами раздела фаз последнего ускорения и свободного полета, т.е. моментами времени p_4 и p_5 .

В итоге мы имеем двумерную задачу условной оптимизации невязки траектории относительно наблюдений по параметрам p_4 и p_5 , которая решается с помощью роевого алгоритма при следующих ограничениях: 1) модули всех четырех ускорений меньше 10 км/сек²; 2) ускорение на

старте больше нуля; и 3) скорость на всей траектории больше нуля, исключая точку старта.

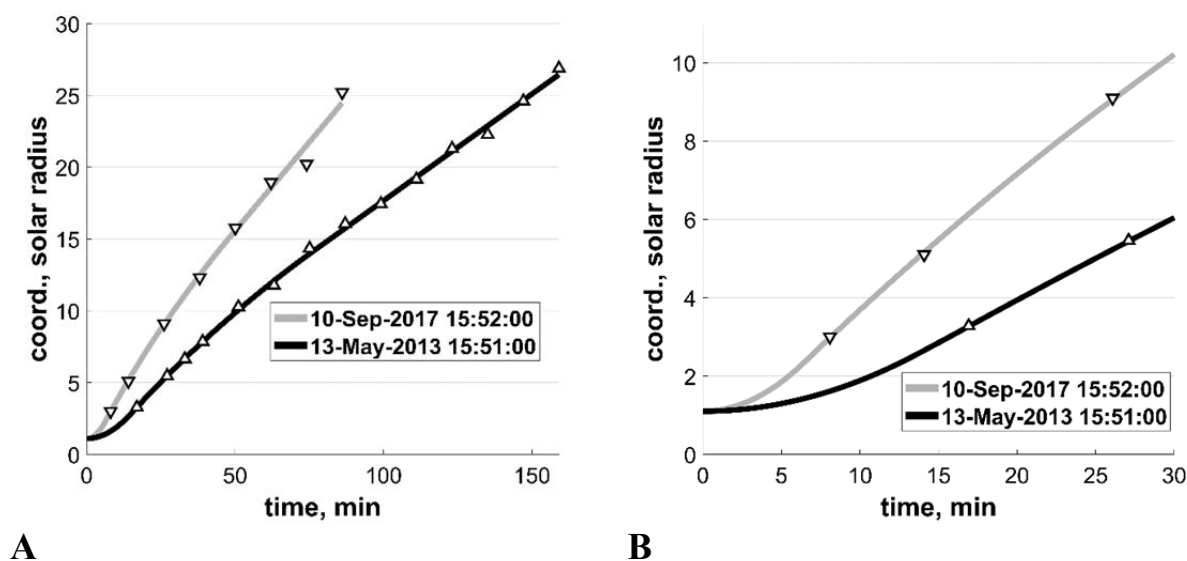


Рис. 2.

На рис. 2 показан пример применения предложенной модели для двух КВМ, в которых есть наблюдения ускорения в нулевой зоне – это 13 мая 2013 [4] и 10 сентября 2017 [5].

- Используется модель четырехфазного ускорения КВМ: результаты кусочно-полиномиальной аппроксимации данных LASCO с разным числом сегментов показали наличие двух режимов движения.
- Отсюда следуют две фазы ускорения на участке после первого наблюдения LASCO. Дополнительные две фазы ускорения на участке, где нет данных наблюдений, продиктованы условиями сшивки на правом и левом конце.
- Предложен алгоритм восстановления траектории в рамках четырехфазной модели ускорения КВМ.
- Нахождение момента старта для всех 12000 КВМ сделает возможным построить статистику скоростей, ускорений и положений границ смены режимов движения КВМ.

Литература

1. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/, дата обращения 12.10.2022
2. Струминский А.Б., И.Ю. Григорьева и др. // Геомаг. и аэр., 2021, т. 61, с. 683.
3. Григорьева И.Ю., А.Б. Струминский // Астрон. Ж., 2022, т.99, с.486.
4. Gou T., A.M. Veronig at al. // Astrophys. J., 2020, **897**, id. L36.
5. Gopalswamy N., Yashiro S. et al. // Astrophys. J., 2018, V. 863. P. L39.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 10 МИЛЛИОНОВ ЛЕТ

**Павлов А.К.¹, Васильев Г.И.¹, Константинов А.Н.²,
Остряков В.М.², Фролов Д.А.¹**

¹Физикл-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

SOLAR ACTIVITY DURING THE LAST 10 MILLION YEARS

**Pavlov A.K.¹, Vasilyev G.I.¹, Konstantinov A.N.²,
Ostryakov V.M.², Frolov D.A.¹**

¹Ioffe Institute, St.-Petersburg, Russia

²Peter the Great St-Petersburg Polytechnic University, St.-Petersburg, Russia

Deep profiles of the cosmogenic isotopes in lunar regolith depend on the flux and spectra of the Galactic and solar cosmic rays (CRs), i.e. depend on the solar activity on a time scale comparable to their lifetime. We have analyzed different radionuclide contents (¹⁴C, ⁴¹Ca, ³⁶Cl, ²⁶Al, ¹⁰Be, ⁵³Mn) in the Apollo-15 mission samples. Comparing these experimental results with the GEANT4.10 simulations we deduce some correction factor $Y_0 \sim 0.5$ for all considered radionuclides. We link it with overestimation of the secondary particle flux within the GEANT4.10 code which is also supported by some independent laboratory experiments. Taking this into account the ¹⁰Be data can be explained assuming nearby Supernova explosion and its influence on the CR environment. We have also analyzed the ⁵³Mn data (longest considered lifetime) which are fully fitted within this assumption as well. This approach allows us to reach a conclusion about solar activity level during the last 10 million years which does not differ dramatically from its modern state.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-225-228

Галактические и солнечные космические лучи (ГКЛ и СКЛ) взаимодействуя с грунтом Луны, образуют радионуклиды с различными периодами полураспада ($T_{1/2}({}^{14}\text{C}) = 5730$ лет; $T_{1/2}({}^{26}\text{Al}) = 7.16 \cdot 10^5$ лет, $T_{1/2}({}^{10}\text{Be}) = 1.4 \cdot 10^6$ лет, $T_{1/2}({}^{53}\text{Mn}) = 3.7 \cdot 10^6$ лет). При относительно постоянном потоке КЛ за 4–5 периодов полураспада наступает динамическое равновесие между образованием изотопа и его распадом. В настоящей работе мы рассматриваем данные о зависимости наведенной активности от глубины в керне грунта, доставленного экспедицией Аполлон-15. Этот керн получен при бурении в области без близких метеоритных кратеров, что исключает влияние перемешивания. Современный поток протонов ГКЛ на поверхности Луны составляет в среднем $\sim 1 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, а число альфа-частиц примерно в 10 раз меньше. Для протонов СКЛ средний поток с энергиями $E_p > 10$ МэВ составляет $\sim 100 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Спектр СКЛ значительно более мягкий по сравнению с ГКЛ. Частицы СКЛ быстро тормозятся из-за ионизацион-

ных потерь и дают мало вторичных частиц. Поэтому СКЛ дают заметный вклад в образование изотопов на глубинах только до ~ 10 г см⁻². Влияние активности Солнца на поток ГКЛ удобно описывать с помощью, так называемого, модуляционного потенциала $\Phi(t)$ [1]. Восстановление $\Phi(t)$ за последние 19000 лет по содержанию ¹⁴C в кольцах деревьев с учетом вариаций климата и магнитного поля Земли было проведено в работе [2].

Изотропно падающие на поверхность Луны первичные частицы (протоны и альфа-частицы) в ядерных взаимодействиях образуют каскад вторичных частиц. С помощью пакета GEANT4.10 [3] нами выполнены расчеты образования каскада и образования радионуклидов в ядерных реакциях в лунном грунте с элементным составом из керна миссии Аполлон 15. Расчеты для ¹⁴C проводились на шкале 19000 лет с использованием потенциала $\Phi(t)$, полученного в работе [2]. Сравнение с экспериментальными данными показало хорошее соответствие формы глубинного профиля активности с экспериментальными данными при завышенном значении скорости образования изотопа. Это обусловлено завышенным выходом вторичных частиц (прежде всего нейтронов) при моделировании каскада [5, 6]. После введения поправочного коэффициента расчеты и экспериментальные данные согласуются в пределах ошибок измерений. Сравнение со средним Φ из работы [2] дает совпадение в пределах точности его восстановления. Глубинный профиль ²⁶Al (рис. 1) позволяет оценить средний модуляционный потенциал за период ~ 2 миллионов лет как $\Phi \sim 480$ МВ, что соответствует среднему уровню солнечной активности [6].

Глубинный профиль другого радионуклида ¹⁰Be невозможно объяснить без учета взрыва близкой Сверхновой, произошедшей около 2.5 млн. лет назад [7] и зарегистрированной по измерениям повышенного содержания изотопа ⁶⁰Fe в океанических отложениях соответствующего возраста и на поверхности лунного грунта [8]. При этом в течение $\sim 10^3$ – 10^4 лет к спектру ГКЛ должен добавиться поток ускоренных на ударной волне частиц с жестким спектром со степенным показателем 1.7, тогда как подобный показатель у современных ГКЛ при энергиях выше 10 ГэВ оказывается около 2.7. Эта добавка не только увеличивает число образованных изотопов, но и изменяет форму глубинного профиля, так как ядерный каскад в грунте проникает на большую глубину и включает в себя большее число вторичных частиц (рис. 2). При этом уровень солнечной активности на шкале 4–5 миллиона лет оставался таким же, как и на шкале 2 миллиона лет.

Для ⁵³Mn динамическое равновесие достигается на шкале 10–15 миллионов лет. С учётом вклада Сверхновой в поток КЛ при тех же её параметрах как для ¹⁰Be, получено близкое значение модуляционного потенциала Φ (рис. 3).

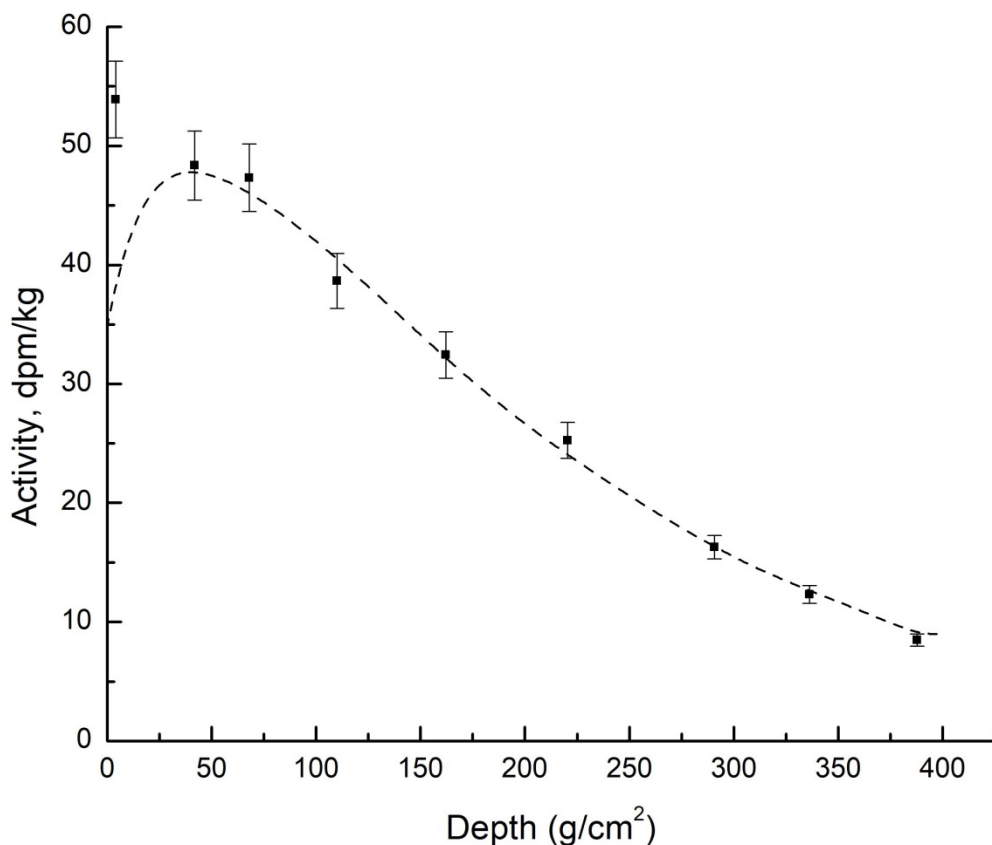


Рис. 1. Глубинный профиль наведенной активности ^{26}Al в единицах dpm/kg.

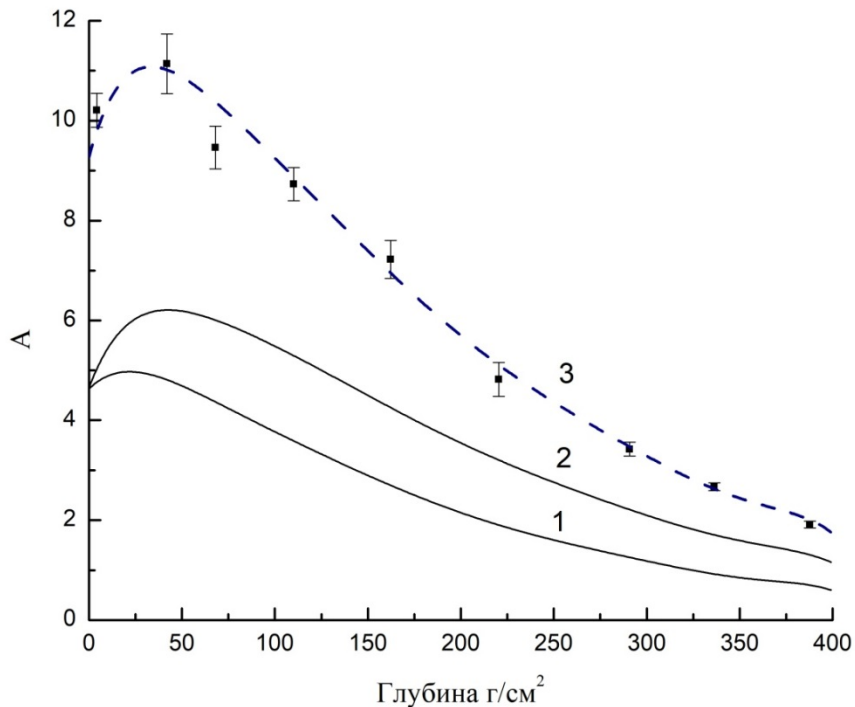


Рис. 2. Глубинные профили наведенной активности (A, в единицах dpm/kg) ^{10}Be : точки – экспериментальные данные [9], 1 – от ГКЛ, 2 – от вспышки Сверхновой, 3 – сумма.

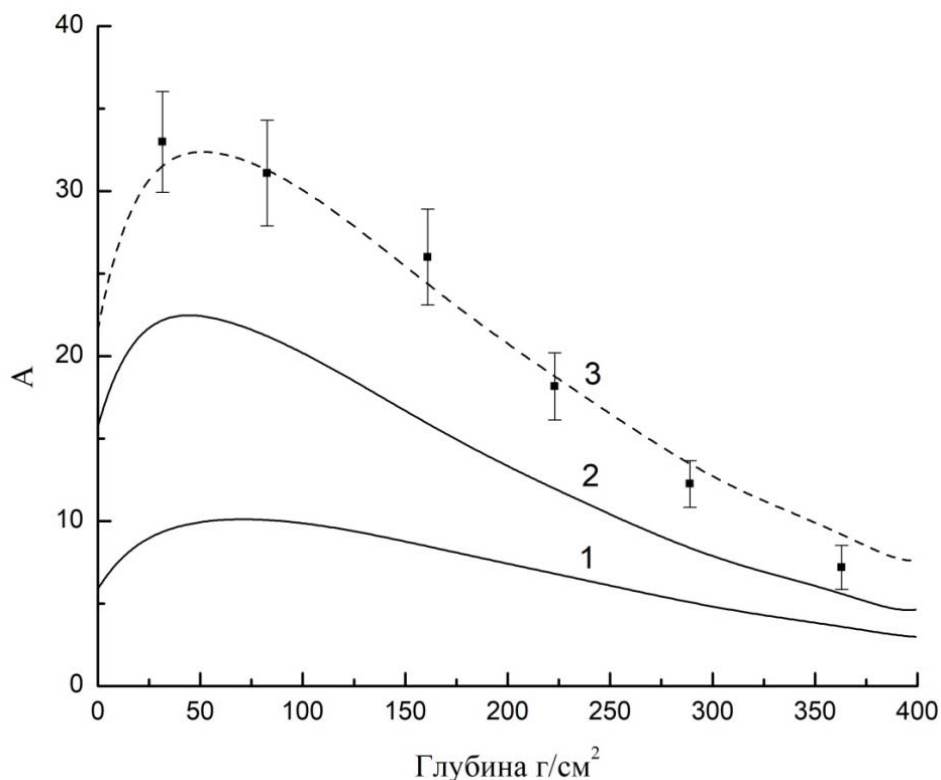


Рис. 3. Глубинные профили наведенной активности (A , в единицах dpm/kg) ^{53}Mn : точки – экспериментальные данные [10], 1 – от ГКЛ, 2 – от вспышки Сверхновой, 3 – сумма.

Таким образом, результаты нашей работы указывают на стабильный средний уровень солнечной активности за последние 10–15 миллионов лет при учёте существенного вклада в поток ГКЛ ускоренных частиц от вспышки близкой Сверхновой ~2.5 миллиона лет назад.

Литература

1. Usoskin, I.G. et al. // J. Geophys. Res., 2005, **110**, A12108.
2. Kudryavtsev I.V., Dergachev V.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2019, **59**, p. 1099.
3. Allison J. et al. // Nucl. Instr. and Methods, 2016, **835**, p. 186.
4. Pavlov A.K. et al. // MNRAS, 2019, **485**, p. 4441.
5. Mesick K.E et al. // Earth and Space Science, 2018, **5**, p. 324.
6. Frolov D. et al. // J. Phys.: Conf. Ser., **2103**, 1.
7. Wallner A. et al. // Nature, 2016, **532**, p. 69.
8. Fimiani L. et al. // Phys. Rev. Lett., 2016, **116**, p. 151104.
9. Nishiizumi K. et al. // Earth Planet. Sci. Lett., 1984, **70**, p. 157.
10. Nishiizumi K. et al. // Earth Planet. Sci. Lett., 1984, **70**, p. 164.

МОДЕЛЬ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Птицына Н.Г., Демина И.М.

Санкт-Петербургский Филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

FREQUENCY MODULATION MODEL OF THE 11-YEAR SOLAR ACTIVITY CYCLE

Ptitsyna N.G., Demina I.M.

SPbFIZMIRAN, St. Petersburg, Russia

With the help of wavelet analysis, a study of variations in the length of the solar cycle and their characteristic features in 1700–2020 was carried out. It was found that in different eras the dominant contribution is made by three distinguished branches of the Gleissberg cycle: before 1850, the 60-year branch, and after the 115-year branch. The classic 88-year branch stands out against the background of the other two branches in 1790–1910. The Dalton minimum near 1800 is characterized by a sharp increase in the length of the cycle against the background of a decrease in amplitude, as well as the fact that all three branches of the Gleissberg cycle are practically symphasic, and their amplitude modules are close to the maximum. A model is constructed in which the period of 11-year harmonic oscillation is modulated by three branches of the Gleissberg cycle. It is obtained that such a model can describe the general evolution of the spectrum and its main features, in particular, the Dalton minimum.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-229-232

Введение

В спектре солнечной активности (СА) доминирует 11-летний цикл Швабе, который называется солнечным циклом. В качестве численного индекса СА обычно используется число солнечных пятен SN . В СА существуют и другие вариации с разными периодами [1]. Наиболее исследована периодичность, известная как вековой цикл Глейсберга. В разные эпохи цикл Глейсберга состоит из двух или трех ветвей, периоды которых лежат в диапазоне $60 \div 140$ лет [1, 2]. Амплитуда A и длина T солнечного цикла меняются с течением времени. Ранее было найдено, что изменение амплитуды модулируется циклом Глейсберга (период ~ 80 лет) [3]. Изменения длины солнечного цикла исследовались мало. Цель нашей работы состоит в исследовании вейвлет методом изменений длины 11-летнего цикла в связи с различными ветвями цикла Глейсберга и последующем их моделировании.

1. Изменение солнечной активности за последние 320 лет во временной и спектральной областях

На рис. 1 представлены временной ряд числа солнечных пятен SN и его вейвлет-спектр. Локальные максимумы отмечены символами, размер которых пропорционален значению амплитуды в максимуме. Видно наличие 11-летнего цикла и 3-х мод цикла Глейсберга. 110–120 летняя ветвь есть на всем рассматриваемом временном интервале, 60-летняя ветвь видна до ~ 1870 г., а 88-летняя ветвь условно выявляется в 1750–1910 гг. Кроме того, четко видна характерная особенность в 1790–1830 гг. (минимум Дальтона): для солнечного цикла заметно резкое увеличение периода на фоне уменьшения амплитуды. Во время минимума Дальтона разность фаз между тремя ветвями цикла Глейсберга минимальна, а модуль их амплитуд близок к максимуму.

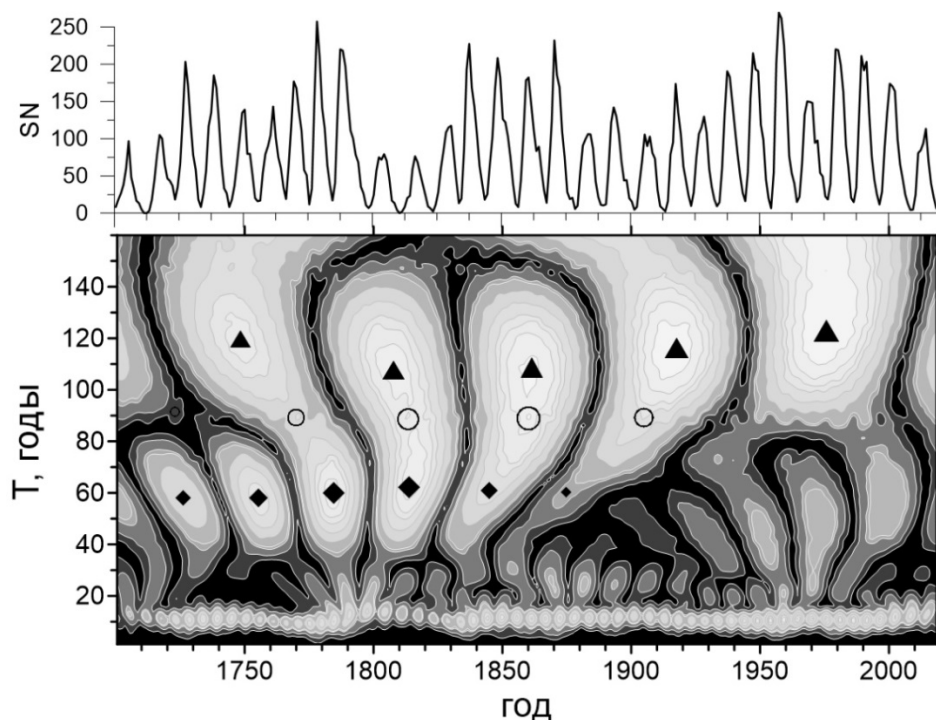


Рис. 1.

2. Связь периода T и амплитуды A 11-летней составляющей

На рис. 2 показаны изменения A (пунктирная линия) и T (сплошная линия) в 1700–2000 гг. Видно, что A и T , в целом находятся в обратной зависимости (коэффициент корреляции $k < 0$). Противофаза видна в ~ 1800 г. (минимум Дальтона) и в минимуме ~ 1910 г. В остальные периоды наблюдается изменяющийся во времени сдвиг по фазе кривых A и T , иногда наблюдается $k > 0$. Далее для отрезков кривой изменения периода длиной 60 лет вычислялся скользящий коэффициент корреляции со всеми отрезками кривой изменения амплитуды той же длины. Результаты показаны на рис. 3. Центральная темная диагональная полоса свидетельствует об анти-

корреляции A и T , что согласуется с рис. 2. Нижняя белая диагональная линия показывает изменения связи между A и T для одного и того же цикла ($k = -0.2 \div -0.7$), а верхняя – при сдвиге на 11 лет ($k = -0.7 \div -1$). При временных сдвигах между A и T видны участки, где $k > 0$ (темные) или $k < 0$ (светлые): обнаруживается квазипериодичность k с периодом 90–110 лет.

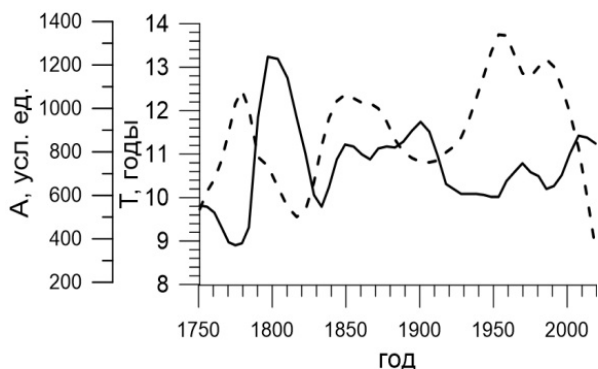


Рис. 2.

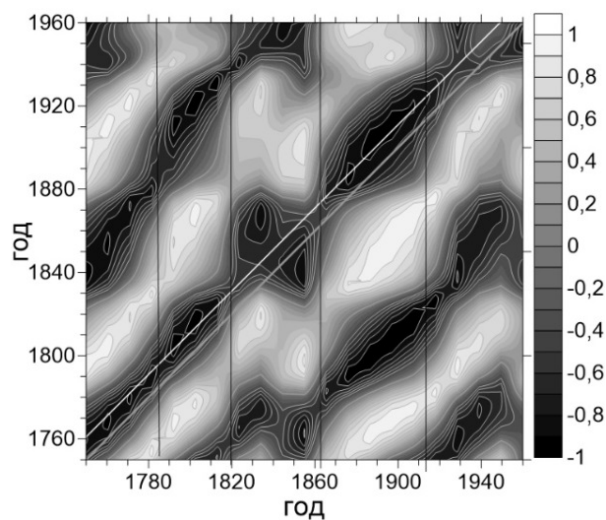


Рис. 3.

3. Модель модуляции 11-летней составляющей 3 ветвями цикла Глейсберга

Построена модель, в которой 11-летнее гармоническое колебание модулируется по частоте 60-, 88- и 115-летними ветвями цикла Глейсберга:

$$(t) = A_1 \sin(\omega t + K_1 \cos \omega_1 t + \varphi_1 + K_2 \cos \omega_2 t + \varphi_2 + K_3 \cos \omega_3 t + \varphi_3 + \varphi),$$

где ω , ω_1 , ω_2 , ω_3 – частоты основного и модулирующих колебаний; φ , φ_1 , φ_2 , φ_3 – соответствующие фазы; K_1 , K_2 , K_3 – коэффициенты частотного отклонения каждого из модуляторов. Далее вычислен вейвлет-спектр модели (рис. 4, левая панель) и проведено сравнение с вейвлет-спектром наблюдательного ряда данных SN (рис. 4, правая панель). Символами показаны максимумы спектра SN , размер символов пропорционален амплитуде. Видны особенности спектра наблюдательного ряда: в 1800 г. (минимум Дальтона) резкое увеличение периода и уменьшение амплитуды, дополнительные спектральные составляющие, а также рост периода и уменьшение амплитуды в ~1910 и 1970 гг. Модель не может передать весь спектр, поскольку затрагивает только изменение 11-летней составляющей, однако особенности спектра экспериментальных SN , в том числе, характерная особенность в минимуме Дальтона, отчетливо присутствуют в спектре модели.

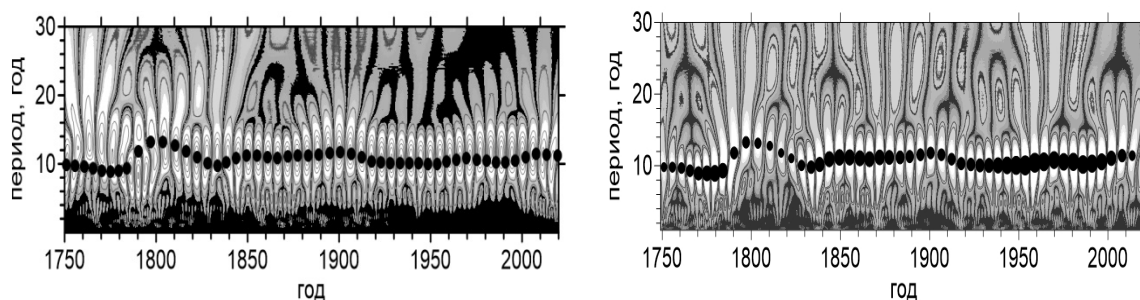


Рис. 4.

4. Выводы

- Кроме стабильной 11-летней составляющей, в спектре SN прослеживаются две мощные составляющие цикла Глейсберга (~60 и ~115 лет). До 1850 г. доминирует мода с периодом ~60 лет, потом ~115 лет. На фоне этих ветвей классическая ветвь с периодом 88 лет выделяется условно в 1750–1910 гг.

- В минимуме Дальтона все три ветви цикла Глейсберга практически симфазны, а их амплитуды по модулю близки к максимальным.

- В целом, A и T 11-летнего цикла находятся в обратной зависимости. Однако при сдвигах в десятки лет между ними видна прямая корреляция. В результате наблюдается квазипериодическая структура коэффициента корреляции k с периодом 90–110 лет.

- Построена модель 11-летнего гармонического колебания, которое модулируется по частоте 60–88- и 115-летними ветвями цикла Глейсберга с изменяющимися во времени параметрами модуляции. Результаты сравнения вейвлет-спектров модели и наблюдательного ряда подтвердили, что вариации длины солнечного цикла могут быть описаны в рамках процесса частотной модуляции тремя ветвями цикла Глейсберга.

- Частотная модуляция длины 11-летнего цикла может быть обусловлена как внутренними причинами, связанными со сложным процессом генерации магнитного поля, так и внешними внесолнечными причинами, которые вынуждают систему менять частоту собственного колебания.

Литература

1. Обридко В.Н., Наговицын Ю.А. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. – СПб: ВВМ, 466 с. – 2017.
2. Птицына Н.Г., Демина И.М. Частотная модуляция как причина возникновения дополнительных ветвей векового цикла Глейсберга в солнечной активности // Геомагнетизм и аэрономия. 2022. Т. 62, № 1. С. 48–61.
3. Gleissberg W. Evidence for a long solar cycle // The Observatory. 1944. V. 65. № 282. P. 123–125.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И ФАКТОРЫ СОЦИАЛЬНОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ В РАЗВИТИИ ПАНДЕМИИ COVID-19

Рагульская М.В.

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

SOLAR ACTIVITY AND SOCIAL REGULATION FACTORS IN THE DEVELOPMENT OF THE COVID-19 PANDEMIC

Ragulskaya M.V.

IZMIRAN, Moscow, Russia

The development of large-scale pandemics from local epidemics is characteristic of high maxima of the 11-year solar activity (SA) cycle. During lower cycles of solar activity (with a height of about 100–110 average annual Wolf numbers), the development of pandemics is observed both at the maxima and minima of the 11-year cycle of solar activity.

The COVID-19 pandemic was started at the lows of the 11-year and quasi-secular solar cycle. Space weather and solar activity, together with the genetic composition of the population, determined the development of local coronavirus epidemics under the conditions of the global minimum of solar activity. Their contribution is more than 500% against 20–30% accounted for by other factors (except for vaccination), such as the average age of the population, lockdowns, isolation of patients, weather conditions, and the level of medicine. The COVID-19 pandemic is most severe in countries with a dominant R1b haplogroup. The effectiveness of mass vaccination depends on the genetic composition of the population too. The maximum decrease in relative mortality after mass vaccination of the population is observed in countries with a haplogroup R1b (a 10-fold decrease). However, in countries with a haplogroup N, relative mortality increased by 4 times. Steady self-oscillatory waves of incidence and mortality have been formed due to mass vaccination and lockdowns by 2022. The effect of vaccination decreases with increasing solar activity. The influence of these multidirectional processes on coronavirus pandemic at the maximum of the 25th cycle of solar activity requires further study.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-233-236

Космическая погода и солнечная активность (СА) влияют на мутации и изменчивость вирусов, а также повышают вариабельность и адаптационную устойчивость человеческой популяции. В максимуме СА существенным оказывается вклад вариаций геомагнитного поля, вариаций ультрафиолетового излучения Солнца и солнечных космических лучей, а в минимуме на роль основного регуляторного биотропного фактора претендуют галактические космические лучи [1, 2]. Большинство вирусных пандемий происходят в экстремумах солнечной активности, в зависимости от соотношения фаз 11-летнего цикла и цикла Гляйсберга. Анализ динамики вирусных пандемий за последние 270 лет показывает, что в высоких циклах СА развитие пандемий характерно в максимумах 11-летнего цикла СА.

При циклах СА с высотой около 100–110 среднегодовых чисел Вольфа развитие пандемий наблюдается как в максимумах, так и в минимумах 11-летнего цикла СА.

Текущая пандемия, начавшаяся одновременно в минимумах 11-летнего и квази-столетнего цикла, в 2020–2021 годах демонстрирует разницу в относительной смертности в различных странах более чем в 5–8 раз (против 2 раз при пандемиях обычного гриппа). По-видимому, существенное геногеографическое различие локальных эпидемий характерно для пандемий глобального минимума солнечной активности [3]. В условиях текущего глобального минимума СА развитие пандемии во многом определяется геногеографическим распределением населения, а не медицинскими и карантинными мерами.

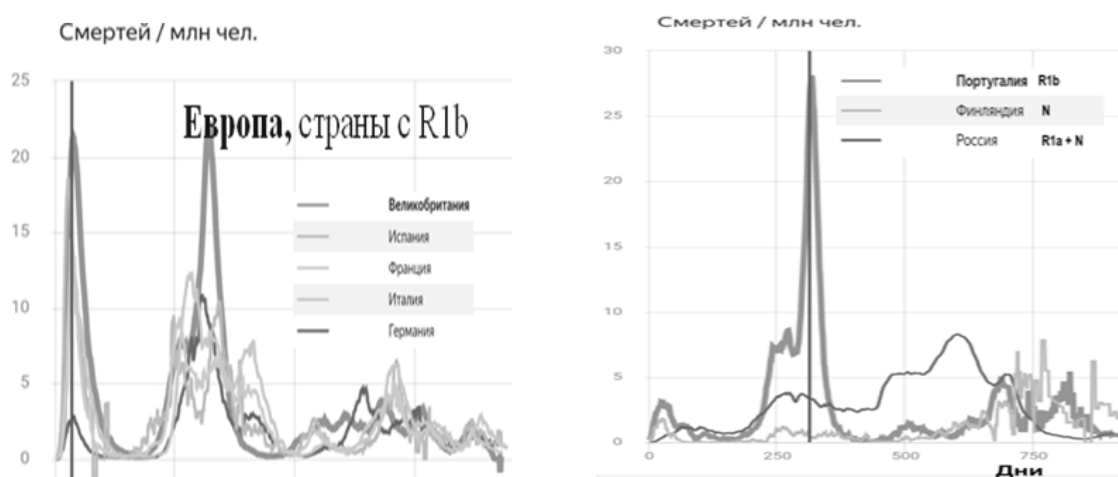


Рис. 1. Относительное число смертей в странах Европы 2020–2022 годы: слева – население с доминантной гаплогруппой R1b (Великобритания, Испания, Франция, Италия); справа – сравнительная динамика относительной смертности в странах с гаплогруппами R1b (Португалия), R1a + N (Россия), N (Финляндия).

Пандемия COVID-19 наиболее тяжело протекает в странах с доминантной гаплогруппой R1b (относительная смертность на миллион человек до 35). На европейской территории России доминантной гаплогруппой является R1a, для которой оказалось характерно быстрое развитие эпидемии при низкой летальности и большом количестве бессимптомных больных (относительная смертность не более 6–7). В Европе наиболее устойчивой к коронавирусу оказалась гаплогруппа N (характерная для финно-угорского населения), а также другие азиатские гаплогруппы (относительная смертность в начале пандемии – менее 2, после массовой вакцинации – до 7). Соотношение заболеваемости в гаплогруппах R1b: R1a: N в первую и вторую волны коронавируса (до начала всеобщей вакцинации в декабре 2020 года) составляло примерно 7:2:1. Это же соотношение сохранилось в относительной заболеваемости COVID-19 в 3 и 4 волну коронавируса, вне за-

висимости от штамма коронавируса и процентного соотношения вакцинированного и не вакцинированного населения в различных странах [4].

Вакцинация существенно сказалась на динамике относительной смертности населения большинства европейских стран, значительно уменьшив ее в третью и последующие волны для территорий с доминантной галогруппой R1b (рис. 1, слева). Однако относительная смертность для регионов с преобладанием населения гаплогруппы N (Финляндия, северные районы России) возросла в 2–4 раза (рис. 1, справа). Массовая вакцинация также сместила контингент заболевших с возрастного населения на детей и подростков. Эти процессы к 2022 году привели к уравниванию соотношения относительной смертности в различных гаплогруппах к стандартному коэффициенту около «2», характерному для гриппа.

По данным ВОЗ, эффективность локдаунов оказалась крайне низка, и в первую волну составила менее 1%. Так, относительная смертность в Швеции (без карантина) и Германии (с несколькими карантинами) практически идентична по динамике и значениям. В предельном случае, при небольшой территории стран, находящихся в длительном локдауне, вместо волн затухания возникают самоподдерживающиеся волны заболеваемости и смертности. На Рисунке 2 приведена динамика относительных смертей в Великобритании, Чехии и Грузии. Динамика локальной пандемии в Великобритании совпадает с общеевропейской. А Чехия и Грузия, благодаря жесткому локдауну предотвратившие распространение на своей территории коронавируса в первую волну, в результате получили мощное утроение последующих волн, с уровнем относительной смертности примерно в 2 раза превышающим значения в их генетической группе. Чехия и Грузия являются ярким примером автоколебательных волн локальной эпидемии в общемировой пандемии.



Рис. 2. Автоколебательные волны в условиях строгого локдауна:
1 – Великобритания, 2 – Чехия, 3 – Грузия.

Выраженные геногеографические различия в динамике заболеваемости и смертности от ковида могут быть обусловлены эволюционными про-

цессами адаптации различных этнических групп к коронавирусу в различных регионах земного шара. В работе [5] рассматриваются генетические мутации в легких, кишечнике и сосудах, приобретенные населением Азии после постоянного контакта с коронавирусами во время пандемий от 20 до 5 тысяч лет назад. В работе [6] показано, что лейкоцитарные антигены носителей гаплогруппы R1a более эффективно предотвращают репликацию коронавируса, чем антигены гаплогруппы R1b. Это может быть связано с тем, что гаплогруппа R1b первой ушла из Азиатского региона более 20 тысяч лет назад, и не успела приобрести эволюционные мутации, найденные в [5].

Таким образом, в условиях текущего глобального минимума СА развитие пандемии в основном определяется факторами космической погоды и геногеографическим распределением населения, а не медицинскими или карантинными мерами. Их вклад составляет более 500% против 20–30%, приходящихся на остальные факторы (кроме вакцинации), таких как средний возраст населения, локдауны, изоляция заболевших, погодные условия и уровень медицины. Успешность индивидуальной вакцинации и процент достижения коллективного иммунитета в каждой стране зависит от доминантной гаплогруппы населения. Вакцинация существенно сказалась на динамике относительной смертности населения большинства европейских стран с доминантным населением гаплогруппы R1b, уменьшив ее в третью и последующие волны до 8–10 раз. Однако относительная смертность для регионов с преобладанием населения гаплогруппы N (Финляндия, северные районы России) напротив возросла в 2–4 раза. К 2022 году из-за массовой вакцинации и карантина сформировались устойчивые автоколебательные волны заболеваемости и смертности. Эффект вакцинации снижается с ростом солнечной активности. Влияние этих разнонаправленных процессов на пандемию коронавируса в максимуме 25-го цикла солнечной активности требует дальнейшего изучения.

Литература

1. *Ragulskaya, M., Tekutskaya, E.* 2021. IOP CS: EES. 853 012002 doi:10.1088/1755-1315/853/1/012002 9
2. *Belisheva N., Lammer H., Biernar H., Vashenuyk E.* 2012. The effect of cosmic rays on biological systems // ASST. 8: 7-17.
3. *Ragulskaya M.V.* Space weather and COVID-19 pandemic genogeography. 2020, J Nov Physiother Phys Rehabil 7(1): 031
4. *Ragulskaya M.* Solar activity and COVID-19 pandemic // Open Astron. 2021; V 30, n. 1. P. 149–158 <https://doi.org/10.1515/astro-2021-0020>
5. *Y. Souilmi et al.* An ancient viral epidemic involving host coronavirus interacting genes more than 20,000 years ago in East Asia / Current biology, v. 31, i.16, P3504-3514., 2021
6. *Nguyen et al.* Human leukocyte antigen susceptibility map for SARS-CoV 2 – 2020 – DOI: 10.1128/JVI.00510-20

МАГНИТОСФЕРНАЯ АККРЕЦИЯ НА АЕ/ВЕ ЗВЕЗДЫ ХЕРБИГА И ЗВЕЗДЫ Т ТАУ

Рыспаева Е.Б.¹, Холтыгин А.Ф.², Лютиков М.³

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

²*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

³*Purdue University, IN47907, West Lafayette, USA*

MAGNETOSPHERIC ACCRETION ONTO Ae/Be HERBIG STARS AND T TAU STARS

Ryspaeva E.B.¹, Kholtygin A.F.², Lyutikov M.³

¹*Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

²*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

³*Purdue University, IN47907, West Lafayette, USA*

We analyse archival X-ray observations of 15 Ae/Be Herbig stars (HAEBE) obtained by "XMM-Newton" and "Chandra" space observatories. We show that the X-ray spectra of Herbig stars can be described in the magnetospheric accretion model developed for T Tauri stars [1]. The X-ray luminosity of HAEBE turned out to be proportional to the square of the stellar mass, which is typical for T Tauri stars, but a coefficient of proportionality smaller by half of order. In the same time X-ray luminosity of HAEBE proportional to the cube of the stellar radius. Magnetic fluxes and magnetic moments of studied Herbig stars calculated in the framework of the theory of magnetospheric accretion are close to the same values, estimated from their measured magnetic fields. We can concluded that, as for T Tauri stars, the dominant process of generation of X-ray emission from magnetic HAEBE is the interaction of stellar magnetic fields with the magnetic fields of their circumstellar disks.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-237-240

1. Введение

Звезды Ae/Be Хербига (НАЕВЕ) — это молодые звезды до главной последовательности спектральных классов BAF [1]. Возраст этих звезд превышает 10 миллионов лет, а их масса составляет 2–8 M_{\odot} . У НАЕВЕ звезд есть плотные околозвездные диски, считающиеся прародителями планетных систем [2]. Многие звезды этого типа являются двойными или кратными, в том числе с Т Тау компонентами. Большинство НАЕВЕ звезд находятся на расстоянии до 500 пк от Солнца [3].

Приблизительно 70% НАЕВЕ звезд обладают заметным рентгеновским излучением со светимостью $L_X \sim 10^{29} - 10^{31}$ эрг/с [4]. Происхождение рентгеновских лучей излучение звезд недостаточно понятно. Рентгеновское излучение этих объектов может формироваться в результате аккреции вещества околозвездного диска [4]. Известны многочисленные свидетельства магнитосферной аккреции среди магнитных звезд Хербига с аккреционными дисками [5]. Недавно опубликовано большое количество параметров звезд Хербига, основанное на данных нового обзора GAIA EDR3 [6].

Доступность такого большого объема данных позволяет более детально изучить применимость модели магнитосферной аккреции для звезд Хербига. В настоящей работе мы рассматриваем ансамбль из 15 магнитных или предположительно магнитных НАЕВЕ звезд для изучения влияния их магнитного поля на процессы аккреции. Генерация рентгеновского излучения в результате взаимодействия между их магнитным полем и окружающим аккреционным диском рассматривается в рамках модели магнитосферной аккреции, разработанной для звезд типа Т Тау [8].

2. Анализ наблюдательных данных

Мы проанализировали архивные рентгеновские наблюдения 15 НАЕВЕ звезд, выполненные на спутниках «ХММ-Newton» и «Chandra». Были извлечены рентгеновские кривые блеска для всех исследуемых звезд. Ни на одном из рассмотренных объектов не было зафиксировано рентгеновских вспышек. Были извлечены спектры звезд в диапазоне энергий 0,2–8 кэВ, которые были аппроксимированы тепловыми моделями излучения горячего газа, в котором атомы ионизируются электронным ударом

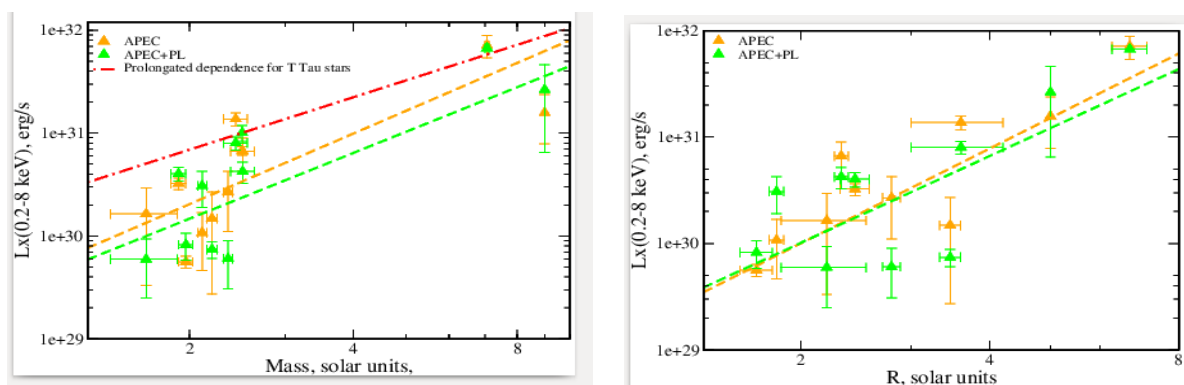


Рис. 1. Зависимости рентгеновской светимости звезд Хербига от массы (слева) и от радиуса звезд (справа). Красной штрихпунктирной линией показано продолжение зависимости светимости от массы для звезд типа Т Тау [7].

АРЕС или МЕКАЛ. Для поиска возможного нетеплового рентгеновского излучения в модельный спектр добавлялась степенная компонента (Power Law, PL). Показано, что рентгеновские спектры звезд Хербига могут быть описаны, как только тепловыми моделями, так и с добавлением степенного закона. Выполнен регрессионный анализ возможных зависимостей между найденными характеристиками рассмотренных рентгеновских спектров и параметрами звезд. Обнаружено соотношение между рентгеновской светимостью радиусами и массами рассмотренных звезд:

$$L_X = C \cdot R^2 M^3, \text{ где } \lg C = 28.37 \pm 0.53.$$

Пропорциональность рентгеновской светимости квадрату массы характерна для звезд типа Т Тау, но у звезд Хербига коэффициент пропорци-

ональности оказался на полпорядка ниже. Графики найденных зависимостей показаны на рис. 1.

3. Модель магнитосферной аккреции

В модели магнитосферной аккреции (см. рис. 2) поверхностное магнитное поле B_* [в Гс] можно оценить по следующей формуле [8], предложенной для звезд типа Т Тау:

$$B_* = 3.43 \left(\frac{\beta}{0.5} \right)^{-7/4} M_*^{5/6} \left(\frac{dM}{dt} \right)^{1/2} R_*^{-3} \left(\frac{P_*}{1 \text{ day}} \right)^{7/6}. \quad (2)$$

где параметр β описывает, насколько эффективно звездное магнитное поле связано с внутренними областями диска. Масса M и радиус R звезды выражаются в массах и радиусах Солнца соответственно. Темп потери массы dM/dt выражается в 10^{-7} масс Солнца в год, а период вращения P_* – в днях.

При значении параметра $\beta = 1$ рассчитанное по формуле (2) полярное магнитное поле звезды Хербига HD 144432 $B_p = 420$ Гс соответствует значению $B_p = 420 \pm 140$ Гс, оцененному по измеренному значению магнитного поля данной звезды [10]. Также для всех рассмотренных нами Ae/Be звезд Хербига были также рассчитаны магнитные потоки Φ_* и магнитные моменты μ_* :

$$\Phi_* \approx \frac{4}{5} \pi R_*^2, \quad \mu_* = \frac{1}{2} B_p R_*^3. \quad (3)$$

Они оказались близкими к определенным по измеренным величинами их магнитных полей. Это свидетельствует о применимости модели магнитосферной аккреции для магнитных звезд Хербига.

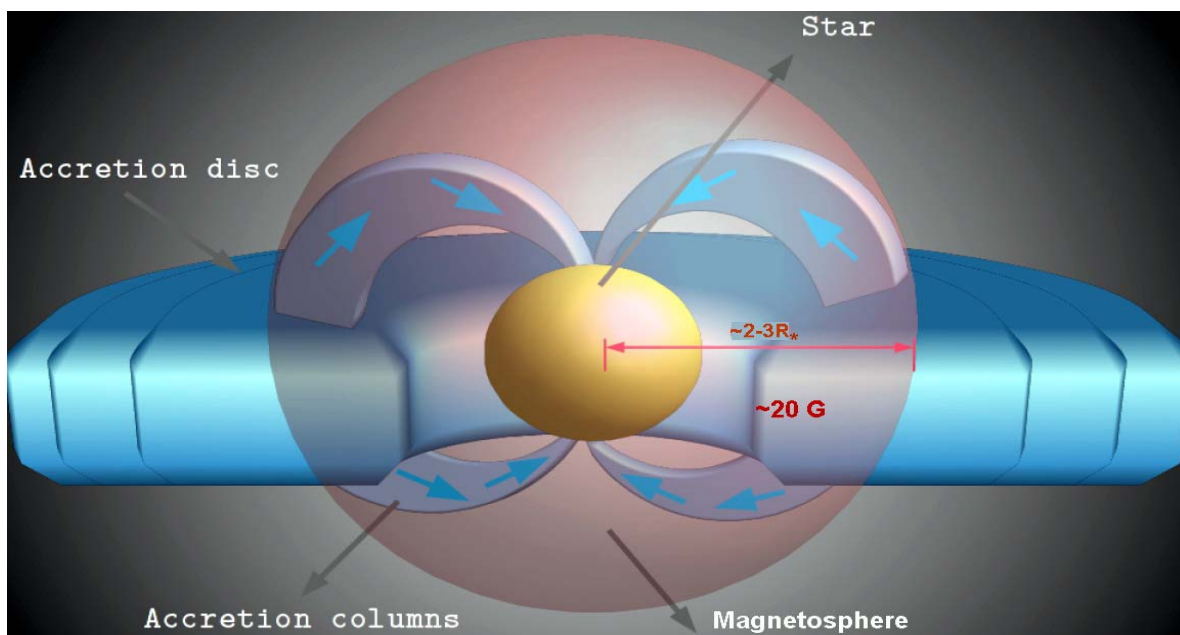


Рис. 2. Модель магнитосферной аккреции на звезду Т Тау [10], адаптированная для Ae/Be звезд Хербига.

Литература

1. *P.S. The, D. de Winter, M.R. Perez* // A&AS, 1994, **104**, 315.
2. *L.B.F.M. Waters, C. Waelkens* // ARA&A, 1998, **36**, 233.
3. *H.M. Günther, J.H.M.M. Schmitt* // A&A, 2009, **494**, 1041.
4. *H. Zinnecker, T. Preibisch* // A&A, 1994, 292, 152.
5. *Pogodin M., et al.* // Universe, 2021, **7**, 489.
6. *Guzman-Diaz J. Mendigutía I., Montesinos B., et al.*, VizieR Online Data Catalog, pp J/A+A/650/A182 (2021).
7. *Telleschi A., Güdel M., Briggs K.R., et al.* // A&A, 2007, 468, 425.
8. *C.M. Johns-Krull, J.A. Valenti, C. Koresko* // ApJ, 1999, **516**, 900.
9. *G.E. Romero, M.V. del Valle, J. Martí, P. Luque-Escamilla*, arXiv:1104.2916 (2011).
10. *A.F. Kholtygin, O.A. Tsiopa, E.I. Makarenko, I.M. Tumanova* // Astr. Bull., 2019, **74**, 293.

СРАВНЕНИЕ ВЛИЯНИЯ ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ И ПОЛНОГО ПОТОКА СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ЯВЛЕНИЕ ЭЛЬ-НИНЬО

Скакун А.А., Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.

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

COMPARISON OF THE INFLUENCE OF GALACTIC COSMIC RAYS AND THE TOTAL SOLAR IRRADIANCE ON THE EL NIÑO PHENOMENON

Skakun A.A., Volobuev D.M., Makarenko N.G.

Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

We compared the El Niño dependency on Galactic Cosmic Ray (GCR) and Total Solar Irradiance (TSI) during last 70 years using nonlinear method of conditional dispersions.

Insolation can affect the Earth's surface temperature directly through the physical mechanism of heating. At the same time, GCR affects climate indirectly through the formation of condensation nuclei in the atmosphere, changing its transparency and cloudiness. Both of these factors change in the 11-year solar cycle, but their variations are very small in amplitude, which makes determining their impact on climate non-trivial.

We considered causal relationships between time series pairs of TSI and El Niño (climate index Nino 3.4), GCR and El Niño. We found that the effect of TSI on El Niño is relatively more noticeable, which partly confirms the conclusions of the CLOUD project (CERN) about the negligible contribution of GCR to the general mechanisms of the formation of condensation nuclei and, as a result, to climate change.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-241-244

Введение

Связь солнечной активности и климата довольно сложно обнаружить, потому что изменения факторов влияния солнечного сигнала относительно малы по амплитуде, а шумы климатической системы – велики. До сих пор нет полной ясности в понимании физического механизма этой связи, а также схемы усиления солнечного сигнала в климате. Авторы работы [1] предложили механизм воздействия космических лучей (GCR) на облачность атмосферы посредством образования ядер конденсации в воздухе, подобно тому, как это происходит в камере Вильсона. Другой механизм [2] предполагает, что вариации солнечной постоянной (TSI) могут усиливаться с помощью парникового эффекта, связанного с испарением воды. Оба варианта находят статистическое подтверждение в локальных климатических данных. В частности, в работе [3] было получено, что в Южной Нигерии с 2010 по 2019 гг. наблюдается положительная связь между маркерами солнечной активности и температурными данными с метеостанций, а также GCR и осадками. Ранее [4] мы обнаружили связь между TSI и Эль-

Ниньо. В данной работе мы попробуем ответить на вопрос: можно ли различить климатический отклик Эль-Ниньо на TSI и GCR?

Исходные данные

Мы будем использовать следующие временные ряды: 1) эмпирический климатический индекс NINO 3.4 [5], 2) климатическую реконструкцию TSI NRLTSI2 [6] и 3) временной ряд данных нейтронного монитора GCR обсерватории Climax (1953÷2006 гг.), продолженный данными обсерватории Oulu (1964:2021 г.г.) [7] с помощью линейной регрессии $\text{Climax} = 1.3302 \cdot \text{Oulu} + 825.44$ на пересекающемся интервале. Климатический индекс NINO 3.4 основан на данных о температуре поверхностных вод в экваториальной зоне Тихого океана (5°N – 5°S , 120°W – 170°W) и отражает вариации локального климата в Тихом океане, в частности, явление Эль-Ниньо. Реконструкция TSI Naval Research Laboratory под названием NRLTSI2 была получена путем продолжения в прошлое данных космических наблюдений с помощью модельной оценки TSI по солнечным пятнам и факелам [8].

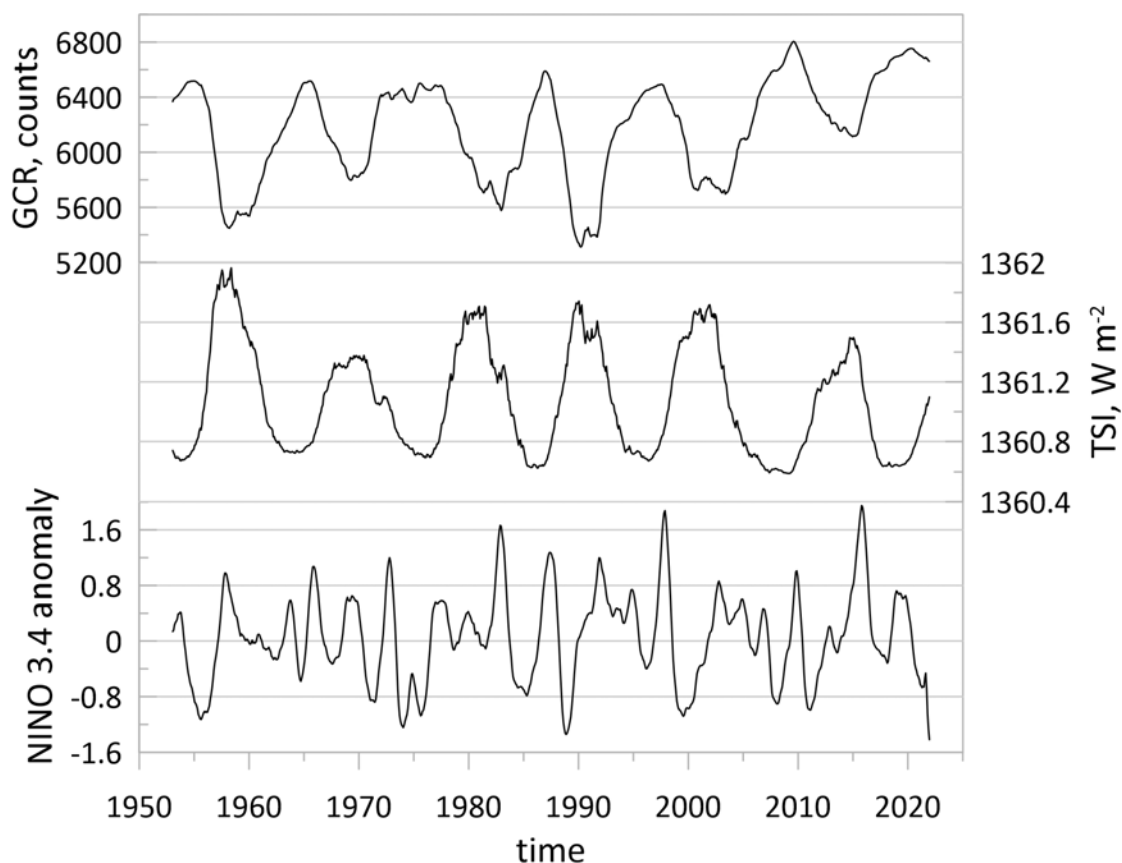


Рис. 1. Сглаженные временные ряды.

Все временные ряды мы привели к равномерной временной сетке с шагом 1 месяц на протяжении времени 1953-01:2021-12 и сгладили скользящим средним с окном 13 месяцев (рис. 1).

Методика

Для определения наличия и направления связи между двумя временными рядами мы используем метод условных дисперсий [9]. Метод предполагает, что два рассматриваемых временных ряда были продуцированы динамическими системами, свойства которых можно восстановить с помощью реконструкции по Такенсу [10] путем вложения временного ряда в евклидово пространство подходящей размерности. Для двух реконструкций временных рядов производится расчет условной дисперсии ($\sigma(\epsilon)$). Она оценивает долю ϵ -близких точек одной из реконструкций при условии, что соответствующие им пары точек другой реконструкции тоже ϵ -близки в пространстве вложения.

Результаты

С помощью метода условных дисперсий мы сравнили между собой пары эмпирических временных рядов (рис. 2). Метод показал, что и TSI и GCR влияют на NINO 3.4, но в случае TSI это влияние более выраженное:

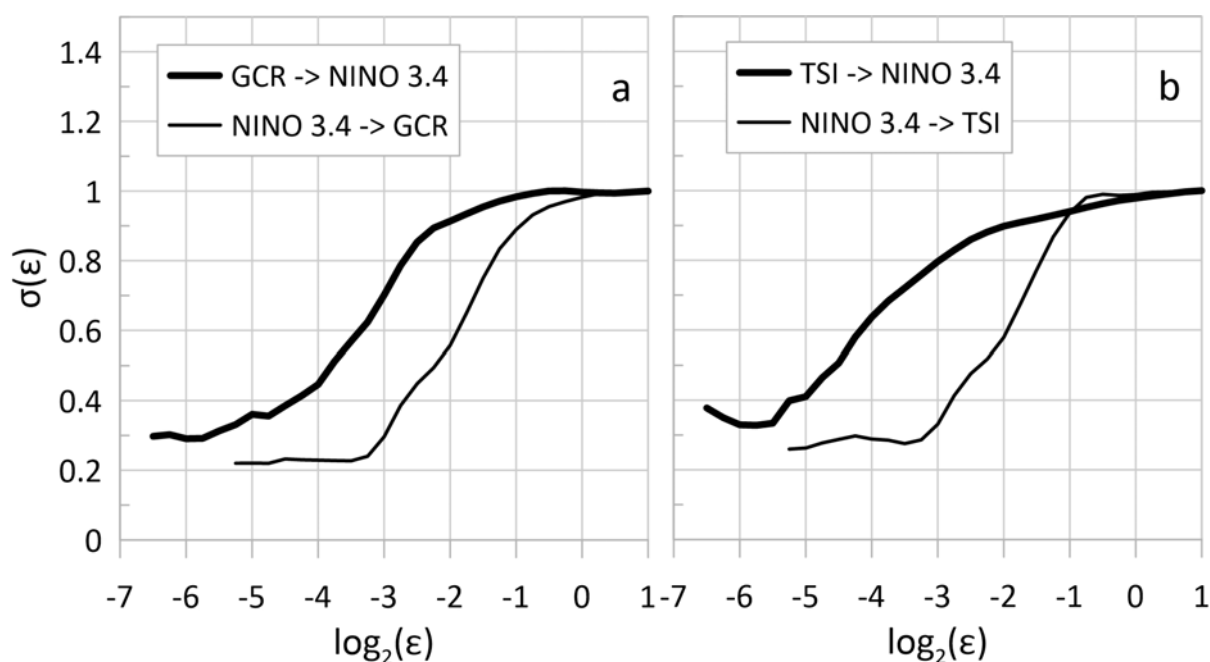


Рис. 2. Результат работы метода для пар временных рядов. Графики зависимости σ от ϵ для временных рядов (a) GCR и NINO 3.4 (b) TSI и NINO 3.4.

график зависимости $\sigma(\epsilon)$ круче на участке скейлинга. В этом случае зависимость между GCR и NINO 3.4 может объясняться высокой антикорреляцией между GCR и TSI. Отчасти этот результат подтверждает выводы эксперимента CLOUD [11]: в современной атмосфере интенсивность космических лучей не оказывает значительного влияния на климат. В особенности это относится к климату низких широт, где геомагнитное поле сводит возможные эффекты GCR к минимуму.

Литература

1. Marsh N., Svensmark H. Cosmic rays, clouds, and climate // Space Science Reviews. 2000. Т. 94. №. 1. С. 215-230.
2. White W.B., Liu Z. Non-linear alignment of El Nino to the 11-yr solar cycle // Geophysical Research Letters. 2008. Т. 35. №. 19.
3. Chibuogwu U.I. et al. Climatic Response to Solar Activities and Galactic Cosmic Ray in Southern Nigeria from 2010 to 2019 // Int. J. Sci. Res. in Physics and Applied Sciences Vol. 2021. Т. 9. №. 6.
4. Skakun, A. and Volobuev, D. Ocean climate indices and Total Solar Irradiance: causality over the past few decades and revision of indices uncertainties , EGU General Assembly 2022, Vienna, Austria, 23–27 May 2022, EGU22-12691, <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu22-12691>, 2022.
5. NINO 3.4 NOAA https://psl.noaa.gov/gcos_wgsp/Timeseries/Data/nino34.long.data
6. TSI http://lasp.colorado.edu/lisird/data/nrl2_tsi_P1M/
7. GCR <http://cr0.izmiran.ru/>
8. Coddington O. et al. A solar irradiance climate data record // Bulletin of the American Meteorological Society. 2016. Т. 97. №. 7. С. 1265-1282.
9. Čenys A., Lasiene G., Pyragas K. Estimation of interrelation between chaotic observables // Physica D: Nonlinear Phenomena. 1991. Т. 52. №. 2-3. С. 332-337.
10. Takens F. Distinguishing deterministic and random systems. // Nonlinear dynamics and turbulence, ed. by Barenblatt G.J., Jooss G., Joseph D.D. N.Y.: Pitman, 1983. – P. 314-333
11. Dunne E. M. et al. Global atmospheric particle formation from CERN CLOUD measurements // Science. 2016. Т. 354. №. 6316. С. 1119-1124.

ЭКЗОПЛАНЕТЫ И ПРИРОДА МАГНИТНЫХ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ ЗВЕЗД

**Соколов Д.Д.^{1,3}, Кацова М.М.², Обридко В.Н.³,
Серенкова А.Ю.¹, Юшков Е.В.¹**

¹Московский государственный университет, Физический факультет, Москва, Россия

²Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ,
Москва, Россия

³Институт Земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн
им. Н.В. Пушкова РАН, Троицк, Москва, Россия

EXOPLANETS AND NATURE OF STELLAR MAGNETIC ACTIVITY CYCLES

**Sokoloff D.D.^{1,3}, Katsova M.M.², Obridko V.N.³,
Serenkova A.Yu.¹, Yushkov E.V.¹**

¹Department of Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

²Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, Russia

³IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia

Conventional scenario for cyclic solar activity in the framework of solar dynamo studies associates the cycle with joint action of differential rotation and mirror asymmetry of convective flows. The cycle duration is however very close to the orbital period of Jupiter. The idea that solar activity cycle arises due to periodic influence of Jupiter is presented for many decades in scientific literature. Experts in the topic usually accept the idea critically because the effect is very weak. It is however quite difficult to reject the idea firmly based on solar data only. We suggest using here data concerning exoplanetary systems with known type of the magnetic activity for central star. Corresponding comparison was performed in [1] to learn that the Sun provides the only known example of the star with magnetic activity cycle length closed to planetary orbital period. We stress however that planetary effect can play a role in determination of the shape of activity cycle. As a new result we present here a model where a weak planetary effect transforms a slightly subcritical stellar dynamo in a supercritical one.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-245-246

Стандартное объяснение 11-летнего цикла магнитной активности Солнца связывает его происхождение с работой солнечного динамо, основанного на совместном действии дифференциального вращения и зеркально-асимметричной турбулентности. Этот механизм объясняет многие свойства солнечного цикла, хотя, конечно, в нем остаются разнообразные неясности, составляющие предмет исследований в современной теории солнечного динамо. Проблема состоит, однако, в том, что период солнечного цикла очень близок к орбитальному периоду Юпитера, поэтому многие годы в литературе присутствует гипотеза, связывающая природу солнечного цикла с воздействием Юпитера. Эта планетарная гипотеза крити-

чески воспринимается большинством специалистов, которые полагают, что мы имеем дело со случайным совпадением двух чисел. Однако планетарную гипотезу трудно убедительно отвергнуть, оставаясь исключительно с помощью данных о солнечной активности, поскольку всегда можно сказать, что мы имеем дело с каким-то еще не понятым физическим механизмом возбуждения цикла. Наблюдение в последние годы экзопланет у ряда звезд, характер магнитной активности которых известен по данным мониторинга интенсивности некоторых спектральных линий, позволяет взглянуть на проблему с другой стороны. Анализ данных о наличии или отсутствии циклической магнитной активности у центральных звезд упомянутых экзопланетных систем, а также сравнение длительностей циклов активности и орбитального периода планет не обнаруживает других совпадений длины цикла активности с орбитальным периодом, что, как нам представляется, заставляет отвергнуть планетарную гипотезу в ее обычной форме [1]. Конечно, этот вывод заслуживает дальнейшего наблюдательно-го подтверждения, поскольку методы обнаружения экзопланет и циклов магнитной активности центральных звезд имеют разнообразные методические трудности.

При этом мы не считаем, что влияние экзопланет в принципе никак не может повлиять на цикл магнитной активности звезды. В качестве примера подобного влияния мы рассматриваем сценарий, в котором слабое периодическое воздействие экзопланеты, возмущает дифференциальное вращение центральной звезды или степень зеркальной асимметрии ее конвекции. Это может привести к тому, что магнитное поле, которое без возмущения осциллировало и медленно затухало, оставаясь осциллирующим, начинает сначала медленно нарастать, а потом этот рост стабилизируется нелинейными эффектами так, что образуется цикл активности, подобный солнечному. Здесь мы используем тот факт, что динамо является критическим явлением, так что малое периодическое воздействие может, в принципе, сделать слабо подкритическое динамо надкритическим. Конечно, при этом природа цикла определяется по-прежнему гидродинамикой звезды, а планетарное воздействие лишь немного помогает основному механизму. Естественно думать, что такое явление может возникать лишь как редкое исключение, поскольку требует, чтобы скорость убывания магнитного поля без планетарного воздействия была очень маленькой.

Д.С. и Е.Ю. благодарны фонду Базис за поддержку работы в рамках гранта 21-1-1-4-1.

Литература

1. *Obridko, V.N.; Katsova, M.M.; Sokoloff, D.D.*, Solar and stellar activity cycles – no synchronization with exoplanets // *MNRAS*, 516, 1, 1251-1255, 2022.

ДВОЙНОЕ МАГНИТНОЕ ВОЛОКНО КАК ЭЛЕМЕНТ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ВСПЫШЕЧНОЙ КОНФИГУРАЦИИ

Соловьев А.А., Королькова О.А.

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

DOUBLE MAGNETIC FILAMENT AS AN ELEMENT OF FINE STRUCTURE OF FLARE CONFIGURATION

Solov'ev A.A., Korolkova O.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

The properties of a double horizontal magnetic filament located in the solar atmosphere in an external uniform magnetic field are considered. The peculiarity of current shielding in the configuration is that electric currents do not form a coaxial structure, but are located in two close parallel strips, so that the total current is zero. Such filaments do not tend to merge at lateral contact into a single magnetic structure. Equilibrium distributions of plasma density and electric current in the filament are calculated, and the possibility of reaching critical values of electric current density in the filament is shown, at which "anomalous resistance" arises, caused by the development of current ion-sound instability. It turns out to be much greater than the usual Coulomb resistance.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-247-250

1. Введение

Многие элементы солнечной активности, такие как солнечные пятна, спокойные протуберанцы, хромосферные волокна, корональные петли и др., являются долгоживущими образованиями: время их жизни на несколько порядков превышает время установления в системе магнитогидродинамического равновесия. Для описания подобного рода магнитных структур используется приближение магнитной гидростатики [1, 3].

Даже вспышечное волокно на первоначальном этапе накопления и высвобождения свободной (связанной с электрическими токами) магнитной энергии можно считать квазистатическим образованием (см., например, обсуждение в [5]).

В данной работе мы рассматриваем однородное по длине двойное горизонтальное волокно, расположенное в солнечной атмосфере с однородным внешним магнитным полем. Особенность токового экранирования в конфигурации такова, что электрические токи не образуют, как в одиночном магнитном жгуте, коаксиальную структуру, а располагаются в двух близких параллельных полосах так, что полный ток равен нулю. Такие волокна не имеют тенденции сливаться при боковом контакте в единую магнитную структуру.

Мы ставим своей задачей нахождение термодинамических характеристик данной магнитной конфигурации в предположении, что волокно бесконечно длинное при произвольном поперечном сечении.

2. Постановка задачи и основные уравнения

Запишем систему уравнений магнитной гидростатики в декартовых координатах с учетом наличия в системе трансляционной симметрии – инвариантности параметров относительно произвольных смещений вдоль одной из координат – пусть это будет ось y . Ось x направим поперек волокна, ось z – вертикально вверх. Отсчёт расстояний z ведем вверх от уровня фотосферы.

$$\Delta A = -\frac{1}{2} \frac{dB_y^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A, z)}{\partial A}, \quad (1)$$

$$\rho(x, z) = -\frac{1}{g(z)} \frac{\partial P(A, z)}{\partial z}, \quad P = \frac{\rho RT}{\mu}. \quad (2), (3)$$

Здесь P – плазменное давление, ρ – удельная плотность, T – температура, μ – средняя молярная масса газа, R – универсальная газовая постоянная, g – ускорение свободного падения на поверхности Солнца. A – скалярная функция, зависящая от двух координат: $A = A(x, z)$, с помощью которой задается вектор напряженности магнитного поля \mathbf{B} .

$$B_z = \frac{\partial A}{\partial x}; \quad B_x = -\frac{\partial A}{\partial z}; \quad B_y = B_y(A). \quad (4)$$

Продольное магнитное поле, вследствие трансляционной симметрии, оказывается зависящим только от функции A .

Наш подход к моделированию спокойных солнечных образований состоит в том, что мы задаем магнитную структуру волокна, т.е. считаем функции $A(x, z)$ и $B_y(A)$ известными. Далее мы находим соответствующие заданной магнитной структуре распределения термодинамических параметров. Данный подход был успешно реализован в ряде наших работ [2, 4]. В работе [4] были получены общие аналитические выражения для нахождения равновесных распределений давления и плотности в волокне.

3. Магнитная и токовая структура двойного волокна

На рис. 1 представлен вид магнитных силовых линий, полученный из условия $A = const$. Функция $A(x, z)$ для такого волокна была задана в виде:

$$A(x, z) = \frac{B_0}{k} \cdot \left[\frac{kx}{k^2 x^2 + m^2 k^2 (z - z_0)^2 + 1} \right] - B_0 b x, \quad (5)$$

где B_0 – напряженность магнитного поля, k – масштабный множитель (обратная длина), bB_0 – внешнее вертикальное поле, b – малая положительная

константа, z_0 – высота магнитной оси волокна. Коэффициент m^2 перед $k^2(z - z_0)^2$ отмечает, что вертикальный масштаб отличается от бокового k в m раз.

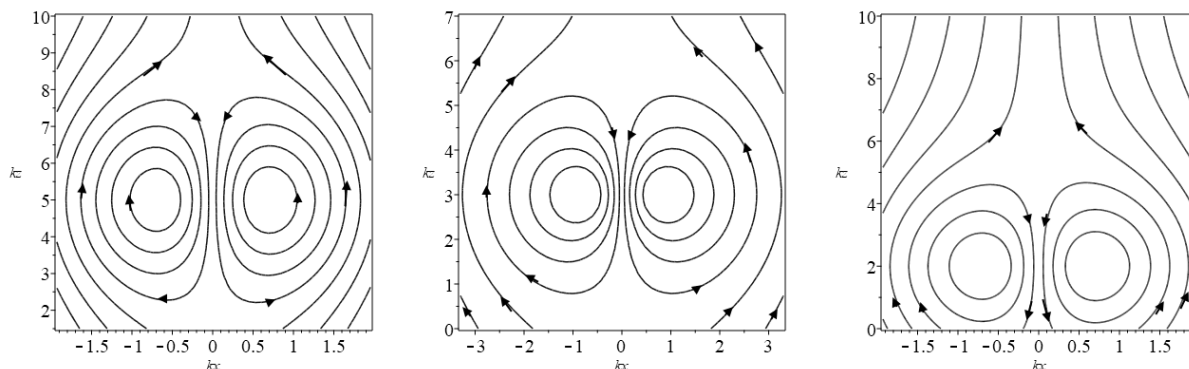


Рис. 1. Геометрическая форма силовых линий двойного магнитного волокна при разном выборе параметров k , m , b .

Из рисунка видно, что в такой конфигурации под волокном нет линии раздела полярностей. Также характерной особенностью является то, что в области контакта двух частей ($kx = 0$) поля имеют один и тот же знак, т.е. части волокна не сливаются в единое токовое волокно, как это бы имело место при боковом контакте двух или более уединенных, параллельно расположенных и одинаково закрученных волокон.

На рис. 2 изображена магнитная добавка к плотности $R_0(x, z)$ в волокне при $kz_0 = 5$, $b = 0.25$, $m = 0.25$. Минимум плотности достигается при $kz = 6.5$.

$$\rho(x, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{B_0^2 k}{8\pi g} R_0(x, z). \quad (6)$$

Магнитная добавка к плотности оказывается положительной при $z < z_0$ и отрицательной при $z > z_0$. Это означает, что в соответствии с физическим смыслом задачи в волокне под действием силы тяжести происходит перераспределение плотности газа: нижняя часть волокна становится более плотной, а верхняя, откуда газ оттекает – более разреженной.

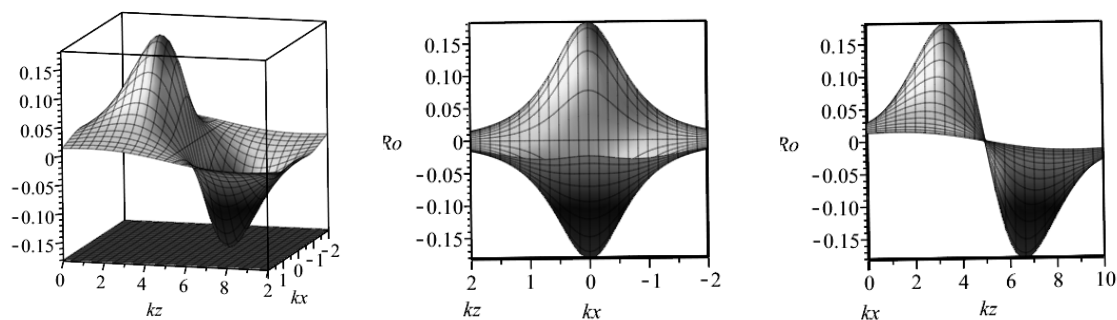


Рис. 2. Магнитная добавка к плотности в волокне в разных проекциях.

Плотность продольных электрических токов в двойном волокне при тех же выбранных начальных параметрах представлена на рис. 3.

$$j_y = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial B_x}{\partial z} - \frac{\partial B_z}{\partial x} \right) = -\frac{c}{4\pi} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial x^2} \right) = -\frac{c\Delta A}{4\pi}. \quad (7)$$

На правом рисунке линия на уровне -1.25 показывает, что при $kz = 6.5$, где плотность газа минимальна, ток ослаблен лишь на 17%. Тем не менее, при дальнейшем уменьшении плотности в волокне возможно достичь критических значений плотности электрического тока, при которых возникает "аномальное сопротивление", обусловленное развитием ионно-звуковой неустойчивости.

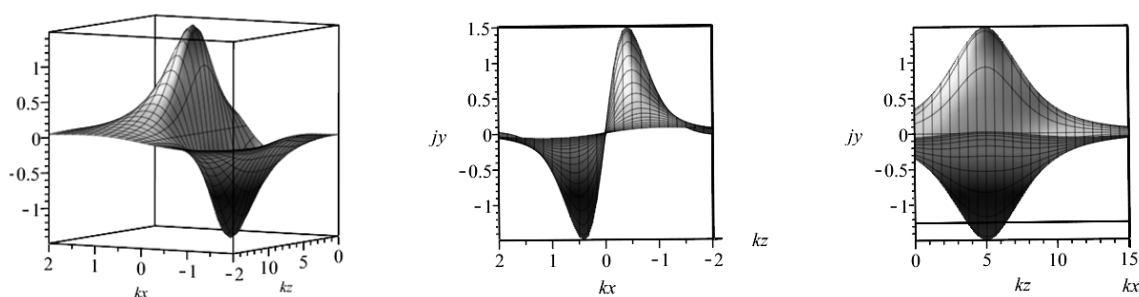


Рис. 3. Профили распределение плотности токов в волокне.

4. Заключение

Двойные магнитные волокна представляют особый интерес для описания вспыхивающих магнитных конфигураций на Солнце, поскольку магнитная система, состоящая из множества таких волокон, не имеет тенденции к слиянию в одно большое токовое волокно – крупномасштабный магнитный жгут. Это соответствует картине солнечной вспышки, состоящей из множества тонких горячих струй.

Плазменные характеристики отдельного двойного волокна (температура, плотность, напряженность электрических и магнитных полей, плотность электрического тока) таковы, что такую конфигурацию с полным основанием можно рассматривать в качестве активного элемента большой много-волоконной вспыхивающей структуры.

Литература

1. *Low B.C.* Nonisothermal Magnetostatic Equilibria in a Uniform Gravity Field. I - Mathematical Formulation // *Astrophysical Journal*, 1975. Vol. 197. Pp. 251-255.
2. *Korolkova O.A., Solov'ev A.A.* The structure of prominences of normal and inverse polarity // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2019. Vol. 59, iss. 7. Pp. 858-863.
3. *Priest E.R.* Solar Magnetohydrodynamics – Reidel London. 1982.
4. *Solov'ev, A.A.* The Structure of Solar Filaments // *Astronomy Reports*, 2010. Vol. 54. Pp. 86-95.
5. *Solov'ev A.A., Murawski K.* Does the energy-release region of the flare work as a vacuum cleaner? // *Astrophysics and Space Science*. 2014. Vol. 350. No.1, Pp. 11-19.

МАГНИТНАЯ ДЕТОНАЦИЯ И УСКОРЕНИЕ КВМ ВО ВСПЫШКЕ X3.4 13 ДЕКАБРЯ 2006

Струминский А.Б.¹, Садовский А.М.¹, Григорьева И.Ю.²

¹*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

MAGNETIC DETONATION AND CME ACCELERATION DURING THE FLARE X3.4 ON DECEMBER 13, 2006

Struminsky A.B.¹, Sadovskii A.M.¹, Grigoryeva I.Yu.²

¹*Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia*

²*Main Astronomical (Pulkovo) Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia*

Detonation is a self-sustaining process of propagation of a chemical reaction zone at supersonic speed due to the energy releasing in a chemical reaction. By magnetic detonation, we mean the process of propagation of multiple magnetic reconnection at supersonic speed in eruptive flares, leading to the acceleration of interplanetary coronal mass ejections (CMEs) with maximal velocities, when a strong magnetic field rises into the corona. The process of magnetic detonation is considered on the example of the development of the X3.4 eruptive flare on December 13, 2006. It is shown that when the plasma (>610 MHz) with strong magnetic field rises into a region with lower densities (<410 MHz) and weaker field strengths, the process of magnetic detonation can develop, leading to CME and acceleration of relativistic protons. The energy of the magnetic field in the flare volume is sufficient to accelerate the CME with the observed mass and velocity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-251-254

Детонация – самоподдерживающийся процесс распространения зоны химической реакции со сверхзвуковой скоростью за счет энергии, выделяющейся в химической реакции. Под магнитной детонацией мы понимаем процесс распространения множественного магнитного пересоединения со сверхзвуковой скоростью в эруптивных вспышках, приводящий к ускорению межпланетных корональных выбросов массы (КВМ) с предельными скоростями. Фактически, понятие магнитной детонации использовалось, например, Леденевым [1] для определения скорости стационарной ударной волны при выходе сильного магнитного поля в корону. Здесь мы покажем развитие нестационарного процесса магнитной детонации на примере расширения источника мягкого рентгеновского излучения (SXR) в вспышке X3.4 13 декабря 2006 года.

Выбор события обусловлен тем, что оно уже изучалось нами [2–3]. Также процесс эрупции в этом событии подробно исследован в работах [4–6]. Мы рассматриваем произошедшие явления (рис. 1) относительно выбранного нуля – 02:22 UT [2], что на 1 мин позже начала радиоизлучения на 15.4 ГГц (RSTN). Вблизи 0 мин начинается рост жесткого рентгеновско-

го (HXR) излучения (>150 кэВ) – темпа счета ACS SPI [2], рост меры эмиссии (EM). Отметим, КА RHESSI вышел из тени Земли только на (+6) мин и пропустил начало эрупции и HXR излучения.

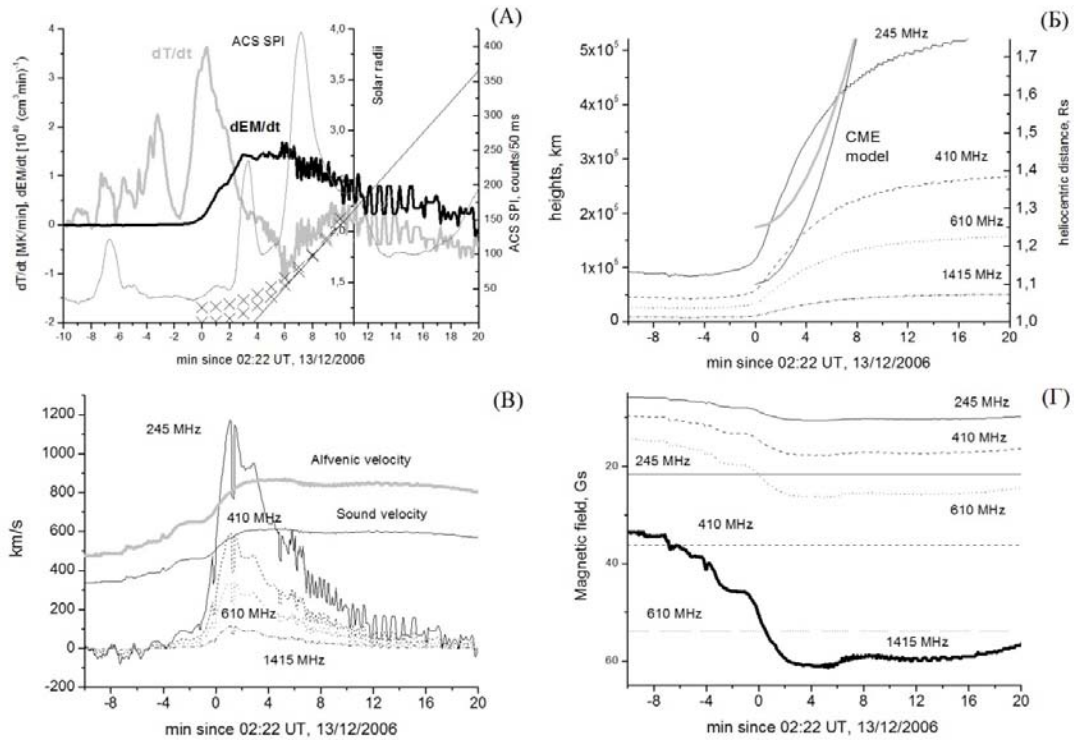


Рис. 1.

Аналогично [7] мы рассматриваем временные зависимости производных температуры $dT(t)/dt$ и меры эмиссии $dEM(t)/dt$ вспышечной плазмы (рис. 1А), которые наглядно показывают нагрев вспышечной плазмы и «хромосферное испарение». До 0 мин происходил только рост T без роста EM , «хромосферное испарение» было недостаточным. Рост EM разумно связать с развитием эрупции. Поэтому ускорение КВМ с конечной величиной началось вместе с ростом EM около 0 мин, до основных пиков HXR излучения. Согласно линейной аппроксимации (рис. 1А) «мгновенное» ускорение КВМ должно быть на (+4) мин, что совпадает с началом радиоизлучения II типа. В момент (+4) мин ударная волна уже сформировалась, т.е. движение плазмы было сверхзвуковым.

Для восстановления положения КВМ до его первого появления в поле зрения коронографа мы применяем метод сшивки предполагаемого равноускоренного и наблюдаемого в LASCO C2 ($1.5-6 R_s$) и C3 ($3.7-30 R_s$) равномерного движения [7]. Пусть КВМ начал двигаться из положения R_0 в момент t_0 с начальной скоростью $V_0 = 0$ и ускорением $a = const$ до момента t . После момента t КВМ движется со скоростью $V = const$, которая известна из наблюдений коронографа LASCO. Так как $R = \alpha + \beta t$, $V = \beta$, $a = \beta/(t-t_0)$, то из условия сшивки равноускоренного и равномерного движений нахо-

дим $t = (2R_0 - 2\alpha - \beta t_0)/\beta$. Результаты сшивки представлены в табл. 1, нижние индексы при t и a соответствуют $R_0 - 1.1R_S$ или $1.25R_S$.

Таблица 1.

t_0 [s]	α [km]	β [km/s]	$t_{1.1}$ [s]	$a_{1.1}$ [s]	$t_{1.25}$ [s]	$a_{1.25}$ [s]
0	371118	1774	444	4.0	563	3.2

Регистрации излучения на частотах менее 2 ГГц, где тепловое и плазменное излучение преобладает над гиросинхротронным (например, фиксированные частоты RSTN 1415, 610, 410 и 245 МГц) позволяет оценить концентрацию плазмы $n_0(t)$ по плазменной частоте $\nu_p = 9000\sqrt{n_0}$, а характерный размер $L_0(t)$ радиоисточника по SXR наблюдениям. Мы предполагаем, что в области радиоисточника находится SXR источник с концентрацией $n(t)$, где $n(t) > n_0(t)$ и характерным размером $L(t) < L_0(t)$. Из SXR наблюдений GOES вычисляется температура $T(t)$ и мера эмиссии $EM(t)$ вспышечного источника. Если источник SXR излучения представляет полусферу с объемом $V = 2\pi L^3/3 \approx 2L^3$, то $EM(t) = 2n(t)^2 L(t)^3 > 2n_0(t)^2 L_0(t)^3$ и $L(t) < \sqrt[3]{EM(t)/2n_0(t)^2}$. Так можно оценить $L(t)$ – минимальный и $L_0(t)$ – максимальный размер SXR источника (при условии $T(t) = T_0(t)$).

На рис. 1Б представлены результаты расчета линейных размеров SXR источника с плотностью (плазменной частотой), соответствующей четырем частотам RSTN. Мы видим, что ожидаемые положения КВМ находятся внутри SXR источника с плазменными частотами 410 и 245 МГц примерно до (+5) мин. Скорость расширения SXR источника $v(t) = dL(t)/dt$ показана (рис. 1В). Первое открытие магнитных структур, по-видимому, происходит в максимуме T . Далее начинается свободное расширение плазмы, не сопровождающиеся видимым нагревом [2]. Условие замагниченности плазмы $B^2/8\pi = 2nkT$ позволяет оценить величину равновесного магнитного поля B в замкнутых структурах SXR источника.

При переходе всей энергии магнитного поля в кинетическую энергию плазмы с концентрацией n_0 , максимальная возможная скорость КВМ будет $V_{CME} = V_A = B/\sqrt{4\pi m_p n_0}$. В случае равновесия альвеновская скорость в корень из двух раз больше тепловой скорости $V_T = \sqrt{2kT/m_p}$. На рис. 1В жирные серая и черная кривые показывают изменения V_T и V_A в ходе развития вспышки. Видно, что только при плазменной частоте <410 МГц скорость расширения SXR может стать сверхзвуковой, а при <245 МГц – сверхальвеновской. т.е. с момента регистрации излучения на 245 и 410 МГц на (+2) мин начинается сверхзвуковое расширение замагниченной плазмы. При больших концентрациях плазмы сверхзвуковой режим течения не реализуется, так как малы $L(t)$ и велики характерные времена.

На рис. 1Г кривые показывают рассчитанные величины равновесного B для четырех плазменных частот, а горизонтальные линии – необходимые величины B для достижения наблюдавшейся $V_{CME} = V_A = 1774$ км/с.

Сравнение равновесных величин магнитного поля и его величин, необходимых для достижения наблюдаемой скорости КВМ (рис. 1Г), показывает, что энергии магнитного поля, запасенного в структурах с плазменными частотами <410 МГц, недостаточно для ускорения КВМ с $V_{CME} \geq 1774$ км/с. Однако при подъеме более плотных структур (>610 МГц) с большими магнитными полями в области (<410 МГц) энергии поля может быть достаточно для осуществления магнитной детонации.

Таблица 2.

MHz	$n[\text{cm}^{-3}]$	L [Mm]	M[g]	dL/dt [km/s]	ndL/dt[$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	B[Gs]	E [V/cm]
1415	$2.5 \cdot 10^{10}$	22	$4.3 \cdot 10^{14}$	90	$2.3 \cdot 10^{17}$	59	5.3
610	$4.6 \cdot 10^9$	68	$2.3 \cdot 10^{15}$	278	$1.3 \cdot 10^{17}$	26	7.2
410	$2.1 \cdot 10^9$	116	$5.2 \cdot 10^{15}$	472	$1.0 \cdot 10^{17}$	17	8.0
245	$7.4 \cdot 10^8$	230	$1.4 \cdot 10^{16}$	936	$7.0 \cdot 10^{16}$	10	9.3
245	$7.4 \cdot 10^8$	230	$1.4 \cdot 10^{16}$	936	$7.0 \cdot 10^{16}$	59*	55

В табл. 2 приведены рассчитанные параметры расширения SXR источника на (+2) мин – начало детонации. Процесс развивается на высотах от 20 до 200 Мм, линейная скорость меняется от 90 до 900 км/с, поток вещества снизу вверх уменьшается, его величину вполне может обеспечить хромосфера (хромосферное испарение). Масса плазмы, заключенная в замкнутые структуры вспышки, может быть основой для КВМ с массой $7.5 \cdot 10^{15}$ г [9]. На этих высотах величина равновесного магнитного поля составляет примерно 60–10 Гс. При таких скоростях и магнитных полях напряженности электрического поля $E = eVB/c$ будут превышать поле Драйзера на всех высотах развития эрупции. Отметим, что наши оценки поля практически совпадают оценкой ~ 10 В/см [8], которая сделана для значительно меньших высот, где поле 650 Гс и скорость 14 км/с. Необходимая длина пути для ускорения протонов до релятивистских энергий может быть достигнута во множестве элементарных актов. В этом случае источник солнечных релятивистских протонов будет совпадать как с местом солнечной вспышки, так и с областью ускорения КВМ.

Литература

1. Леденев В.Г. // Австрон.Ж., 1980, т. 37, р. 113.
2. Струминский А.Б. и Зимовец И.В. // Письма в АЖ, 2008, т.34, с. 777.
3. Zimovets I.V., Gros M., Struminsky A.B. // Adv. in Space Res., 2009, v. 43, p. 680.
4. Asai A., Hara H., Watanabe T., et al. // Astrophys. J., 2008, v. 685, p. 622.
5. Sterling A.C., Moore R.L., Harra L.K. // Astrophys. J., 2011, v. 743, p. 63.
6. Grechnev V.V., Kisilev V.I., Uralov A.M., et al. // PASJ, 2013, v. 65, p. S9.
7. Григорьева И.Ю. и Струминский А.Б. // Астрон. журн., 2022, т. 99, с. 486.
8. Li C. et al. // A&A, 2009, v. 503. p. 1013.
9. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list

ДОЛГОТНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ В МАКСИМУМЕ 23 СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Сулейманова Р.А., Абраменко В.И.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

LONGITUDE DISTRIBUTION OF ACTIVE REGIONS AT THE MAXIMUM OF SOLAR CYCLE 23

Suleymanova R.A., Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The total fluxes of regular active regions (ARs, classes A1, A2) and irregular active regions (classes B1, B2, B3) behave differently at solar cycle maxima 23 and 24. We decided to consider their distribution over the solar disk to find out why their behavior is so different. It has been established earlier (Abramenko, this issue) that during the active phase of the solar cycle the number of B1, B2 and B3 classes is lower than the number of A1 and A2 classes, however, their total fluxes are approximately the same. We found that the total fluxes of regular ARs are distributed over Carrington longitudes more evenly than the irregular ARs. ARs of B2 and B3 classes occur more frequently at Carrington longitudes 200°–240° and 280°–320°. Presumably irregular ARs tend to appear at special Carrington longitudes (at active longitudes), which means that irregular ARs can be a manifestation not only of local processes in turbulent convective zone, but also a manifestation of the global magnetic field of the Sun.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-255-258

В работе [1] представлена новая магнито-морфологическая классификация (ММК) активных областей на Солнце. В зависимости от степени влияния турбулентной составляющей динамо на регулярную составляющую динамо-процесса, активные области (АО) делятся на две большие подгруппы: регулярные АО (классы A1 и A2), которые представляют собой обычные биполярные активные области, образованные регулярным динамо-процессом, и нерегулярные АО (классы B1, B2 и B3), регулярная структура которых нарушена турбулентностью под фотосферой. При этом B2 и B3 классы отличаются наиболее сложной морфологией и обуславливают максимальную вспышечную активность Солнца [1]; поведение их суммарных потоков отличается от поведения суммарных потоков регулярных АО (см. Абраменко, данное издание).

Также известно, что АО, которые были наибольшие по площади, показали наибольшее количество сильных вспышек и т. д. за цикл, называются superactive regions (SARs) [2]. В статье [3] приведен каталог SARs за 19–23 солнечных циклы. Интересно отметить, что SARs за 23 солнечный цикл являются нерегулярными АО классов B2 и B3.

Так как считается, что SARs тяготеют к появлению на особых (активных) долготах [3], то можно предположить, что АО классов В2 и В3 также могут быть связаны с активными долготами. Для проверки данного предположения мы решили выяснить как распределены АО разных классов по диску Солнца.

Мы использовали данные каталога ММК, размещенного на сайте отдела физики Солнца и Солнечной системы КрАО РАН [4]. Для исследования использовались данные максимума 23 солнечного цикла (конец 1999 – конец 2002 года). Так как наиболее сложными нерегулярными АО являются АО классов В2 и В3, было принято решение сравнивать регулярные АО классов А1 и А2 с нерегулярными АО классов В2 и В3. Были построены графики распределения АО разных классов по керрингтоновским долготам. На рис. 1 представлено распределение количества АО по керрингтоновским долготам.

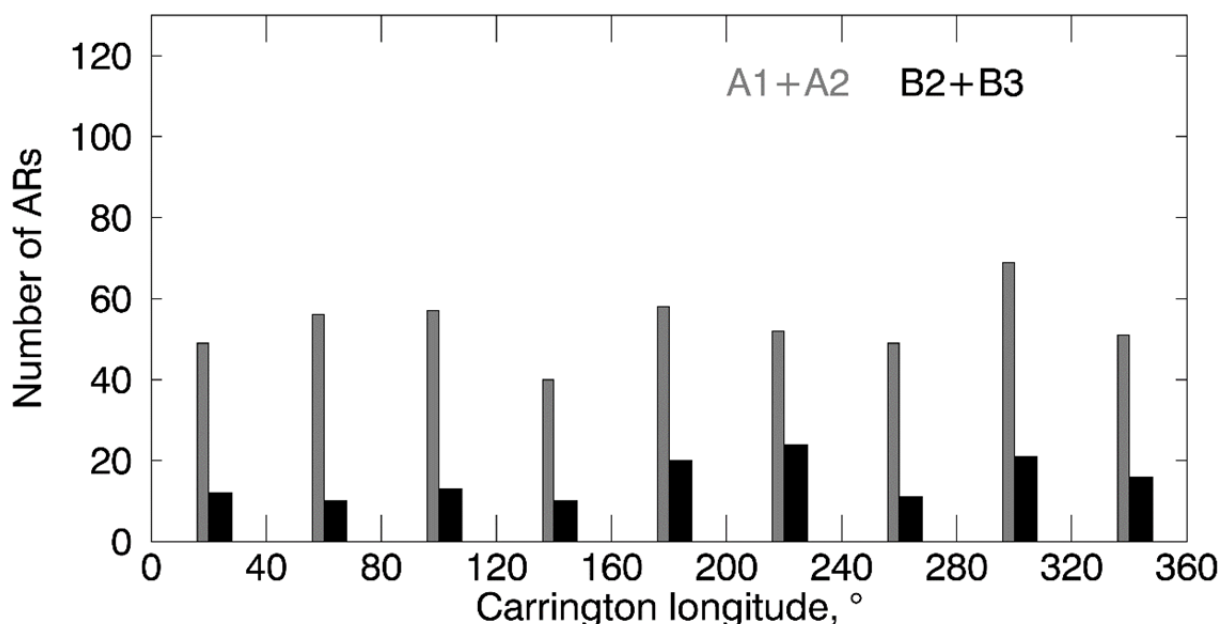


Рис. 1. Распределение суммарного количества АО по керрингтоновским долготам. Серым обозначено суммарное количество регулярных АО (классы А1, А2), черным – суммарное количество нерегулярных АО (классы В2, В3)

Хорошо видно, что нерегулярных АО классов В2 и В3 гораздо меньше, чем регулярных АО. При этом суммарное количество и регулярных, и нерегулярных АО распределено по долготам примерно равномерно.

Далее, была построена зависимость суммарного потока АО разных классов по керрингтоновским долготам (рис. 2).

Суммарные потоки нерегулярных АО классов В2 и В3 сравнимы с суммарными потоками регулярных АО, а на долготном интервале 200°–240° даже превышают их. При этом суммарные потоки регулярных АО

распределены по керрингтоновским долготам более равномерно, чем суммарные потоки нерегулярных АО.

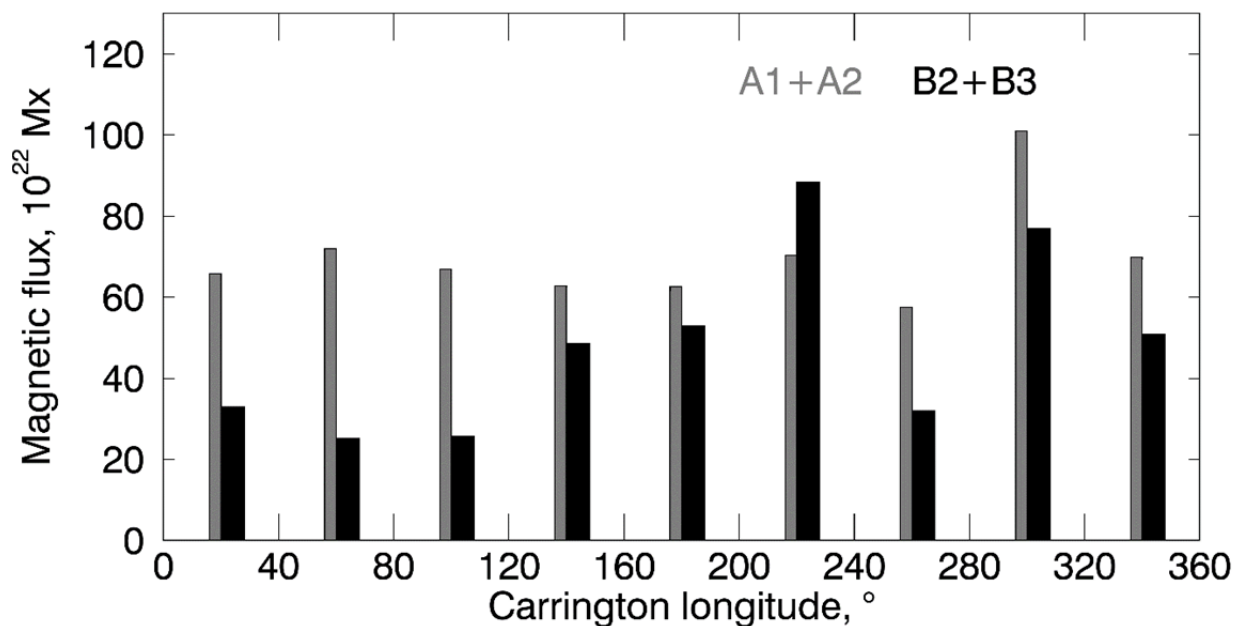


Рис. 2. Распределение суммарного потока АО по керрингтоновским долготам. Серым обозначен суммарный поток регулярных АО, черным – суммарный поток нерегулярных АО (классы В2 и В3)

Распределение суммарных потоков нерегулярных АО обладает двумя пиками: на долготных интервалах 200° – 240° и 280° – 320° . В работе [6] авторы показали, что одной из особых (активных) долгот в 23 солнечном цикле является долгота 270° . Возможно, и в нашем случае АО нерегулярных классов тяготеют к появлению именно на таких активных долготах.

Так как считается, что активные долготы есть проявления глобального магнитного поля Солнца [5, 7], то можно также предположить, что нерегулярные АО могут быть проявлением не только локальных процессов в турбулентной конвективной зоне, но и проявлением глобального магнитного поля Солнца.

Литература

1. *Abramenko V.I.* Signature of the turbulent component of the solar dynamo on active region scales and its association with flaring activity // MNRAS. 2021. Vol. 507. No. 3, pp. 3698-3706
2. *Bai T.* Distribution of flares on the Sun: superactive regions and active zones of 1980-1985 // ApJ. 1987. Vol. 314, pp. 795-807
3. *Chen A.Q., Wang J.X., Li J.W., Feynman J., Zhang J.* Statistical properties of superactive regions during solar cycles 19–23 // A&A. 2011. Vol. 534, A47
4. <https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmс-ars>
5. *Kitchatinov L.L., Olemskoi S.V.* Active longitudes of the Sun: The rotation period and statistical significance // Astron. Lett. 2005. Vol. 31. No. 4, pp. 280–284

6. *Mali A., Bohm M.* A Statistical Analysis of Sunspot Active Longitudes // arXiv e-prints. 2009. arXiv:0909.2973
7. *Obridko V.N., Shelting B.D.* Rotation characteristics of the large-scale solar magnetic fields // Solar Phys. 2001. Vol. 201. No.1, pp. 1-12

ВРЕМЯ ЖИЗНИ СОЛНЕЧНЫХ ПОР И ПЯТЕН

Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Горная астрономическая станция ГАО, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

LIFETIME OF SOLAR PORES AND SPOTS

Tlatov A.G.^{1,2}

¹*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory, Russia*

²*KalmSU, Elista, Russia*

The lifetime of individual solar pores and sunspots was analyzed according to the observations of the HMI/SDO space Observatory in the 24th and 25th cycles of activity. It is found that the lifetime of individual spots and pores differs from the Gnevyshev–Waldmeier rule $T_g \sim W \cdot A$ formulated for groups of sunspots. The dependence of the lifetime has a different pattern, so for the pores of the leading and trailing polarity of the magnetic field, the dependence has a logarithmic form from the area: $T_{por} = 0.24(0.01) + 0.55(0.14) \cdot \lg(S_{mx})$ for $S_{mx} < 50$ mhm. For regular sunspots ($S_{mx} > 100$), the dependence is close to linear. But the pattern is different for sunspots of the leading polarity: $T_{led} = -0.99(\pm 0.2) + 0.036(\pm 0.002) \cdot S_{mx}$, and the trailing polarity: $T_{trail} = 0.62(\pm 0.1) + 0.013(\pm 0.001) \cdot S_{mx}$.

Physical mechanisms of decay are proposed. For regular sunspots, the lifetime is associated with convective cells and the entrainment of the magnetic field of the umbra by the surface flow $dr/dt \sim v \sim 1/r$ from the boundaries of the umbra to the boundaries of the penumbra. For pores with heating from the photosphere $dt/dt \sim (\tau_{ph} - \tau_{por})$, where τ is the temperature of the pore and the photosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-259-262

1. Введение

Группы солнечных пятен живут от нескольких часов до нескольких месяцев. Время жизни групп увеличивается линейно с максимальным размером в соответствии с так называемым правилом Гневышева-Вальдмайера: $A_0 = W \cdot T$, где A_0 – максимальный размер пятна, T – его время жизни и $W = 10$ msh/day (mhm Micro Solar Hemisphere). Это правило было впервые построено Гневышевым [1] и математически сформулировано Вальдмейером [2]. Согласно этому правилу большинство солнечных пятен живут меньше суток. Время жизни порядка дня или дольше – примерно недели – часто не очень точно из-за перерывов в наблюдениях из-за наступления ночи или прохождения групп пятен за солнечным краем в результате вращения Солнца [3].

2. Время жизни солнечных пор и пятен

Отслеживание пятен происходило при идентификации отдельных пятен и пор на различных изображениях во времени. Обработывались пять

изображений в день. Для более точной идентификации последовательности солнечных пятен во времени мы принимали во внимание полярность магнитного поля. Таким образом, были сформированы цепочки отдельных солнечных пятен и пор во времени, по которым выполнялся анализ эволюции и времени жизни. Всего за период 2010–2021 гг. выделено ~33 тыс. цепочек последовательностей солнечных пятен. Так как мы можем наблюдать пятна только на видимой стороне солнечного диска, мы брали последовательности пятен, у которых долгота первого пятна в последовательности не превышала $\tilde{\iota} < 30^\circ$ от центрального меридиана, или примерно за 4.6 дня, до исчезновения на западном лимбе. Для поиска рекуррентных пятен, таких, которые живут более одного оборота, поиск проводился для пятен более $S_{\text{last}} > 100$ мдп, где S_{last} – последняя зарегистрированная площадь солнечного пятна на видимой стороне диска у западного лимба.

На рис. 1 представлена диаграмма рассеяния для времени жизни солнечных пор и пятен в зависимости от площади S_{mx} , где S_{mx} – максимальная площадь в цепочке последовательностей жизни пятна. Для диапазона площадей 10–20 мдп наблюдается область одновременного существования пор и пятен. На диаграмме также представлена линия зависимости Gnevyshev-Wildmeier (GW) $S_{\text{mx}}^g = 10.89 \cdot T$, где S_{mx}^g – максимальная площадь, определенная для групп солнечных пятен.

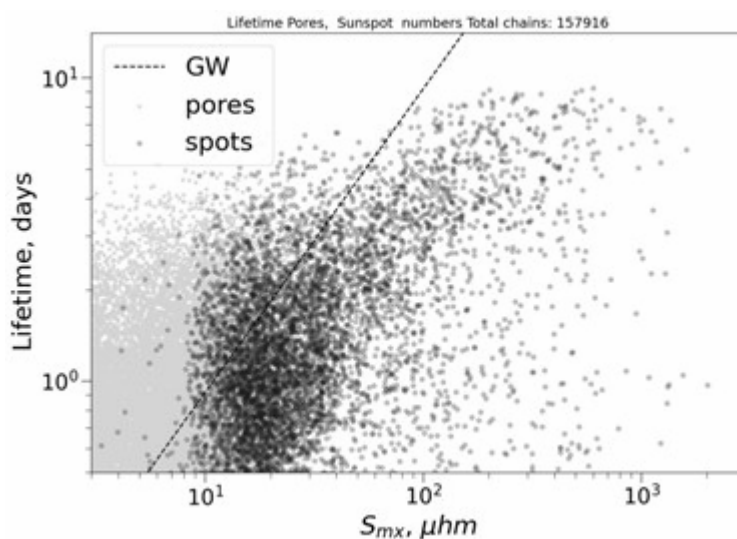


Рис. 1. Диаграмма рассеяния в координатах время жизни солнечных пятен и пор и площади на момент максимального ее достижения. На диаграмме также представлена линия зависимости Gnevyshev-Wildmeier.

Аппроксимация времени жизни для солнечных пятен и пор представлена на рис. 2. Как и следовало ожидать, линии аппроксимации времени жизни солнечных пятен лежат ниже линии GW для групп пятен. Но область существования солнечных пор лежит как ниже, так и выше этой линии. Зависимость построена отдельно для пятен ведущей и хвостовой полярностей. Загибы для площадей $S_{\text{mx}} > 300$ связаны с заходом крупных пя-

тен за видимую сторону диска. Оказалось, что время жизни солнечных пятен хвостовой полярности для площадей $S_{mx} > 100$ мдп может быть значительно меньшим, чем для пятен ведущей полярности. Это подтверждает вывод [4] об асимметрии распада пятен разной полярности магнитного поля. Зависимость времени жизни можно записать в виде: $T_{led} = -0.9(\pm 0.2) + 0.036(\pm 0.002) \cdot S_{mx}$ с коэффициентом корреляции $r = 0.98$; $T_{trail} = 0.62(\pm 0.1) + 0.013(\pm 0.001) \cdot S_{mx}$, $r = 0.98$. Линия аппроксимации пересекает линию GW в области малых площадей $S_{mx} < 10$ мдп.

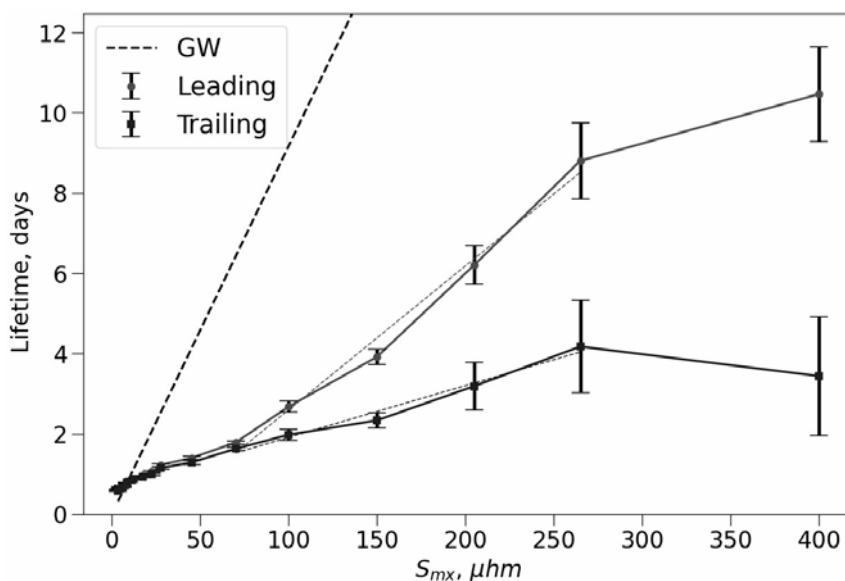


Рис. 2. Аппроксимация линии времени жизни пор и солнечных пятен зависимости от площади S_{mx} для пятен и пор ведущей и хвостовой полярности магнитного поля.

Рассмотрим время жизни солнечных пор подробнее. На рис. 3 представлена зависимость времени жизни пор ведущей и хвостовой полярности. В отличие от солнечных пятен время жизни пор имеет связь с логарифмом площади: $T_{por} = -0.24(\pm 0.1) + 0.055(\pm 0.014) \lg(S_{mx})$.

3. Обсуждение

Механизм распада солнечных пятен остается не до конца понятным [3]. Для солнечных пятен время распада должно быть связано с радиусом соотношением $dS/dt \sim \text{const}$ или $dr/dt \sim 1/r$. Возможно, решающую роль в механизме распада солнечных пятен играет конвекция.

Действительно, в этом случае скорость растекания вещества вблизи поверхности от ядер солнечных пятен пропорциональна $v \sim 1/r$. Поток отрывает и уносит магнитное поле, и время жизни пятен будет $dr/dt \sim 1/r$. Для пор конвекция не играет большой роли. Вокруг них не образуются конвективные ячейки, и их распад связан с механизмом прогрева. В этом случае можно применить формулу Ньютона для выравнивания температуры: $d\tau/dt \sim (\tau_{ph} - \tau_{por})$, где τ – температура поры и фотосферы. Тогда время жизни пор $T_{por} \sim \log(\tau_{ph} - \tau_{por})$.

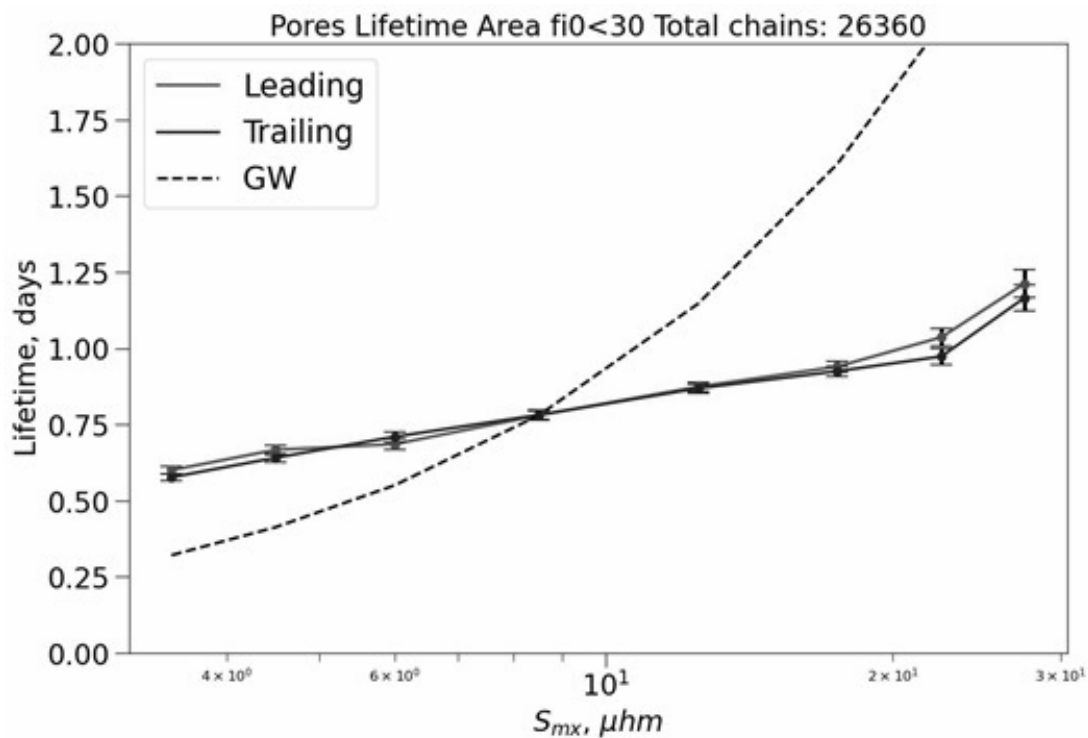


Рис. 3. Время жизни солнечных пор в зависимости от логарифма площади.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта 075-03-2022-119/1.

Литература

1. Gnevyshev M.N. // Pulkovo Obs. Circ., 1938, 24, 37.
2. Waldmeier M. Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung, 2. Aufl., Akad. Verlag, Leipzig, 1955.
3. Petrovay K. and Van Driel-Gesztely L. // Solar Phys., 1997, 176, 249.
4. Muraközy, J. // ApJ, 2021, 908, 133.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ МЕТОДОМ АППРОКСИМАЦИИ I-ПРОФИЛЕЙ СТОКСА

Тлатов А.Г.^{1,2}, Березин И.А.^{1,2}

¹*Горная астрономическая станция ГАО, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий Государственный Университет, Элиста, Россия*

RECONSTRUCTION OF A LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD BY APPROXIMATION OF I-STOKES PROFILES

Tlatov A.G.^{1,2}, Berezin I.A.^{1,2}

¹*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory, Russia*

²*KalmSU, Elista, Russia*

We present a procedure for restoring the magnetic field based on observations of the full profile of spectral magnetic lines. The method is based on a fast algorithm for finding approximation curves for complete profiles of magnetically sensitive lines 6301A and 6303A. The magnetic field is calculated as the distance between the centers of the I-profiles of different polarization components. This approach allows calculations to be performed fairly quickly without the need to analyze the V-profiles of Stokes in various approximations. The presented method makes it possible to reduce noise in large-scale magnetic field maps and improve the accuracy of measurements, primarily of weak fields. The method has been tested to restore a large-scale magnetic field based on observations on the telescope-magnetograph of the full disk of the Sun STOP (Kislovodsk).

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-263-266

Введение

На Кисловодской Горной Астрономической станции работает телескоп-магнитограф СТОП, разработанный на базе спектрографа системы Литрова. Для разделения компонент излучения в правой и левой круговой поляризации в оптической схеме присутствует модулятор на основе электрооптического кристалла. При подаче высокого знакопеременного напряжения на обкладки кристалла оптические свойства модулятора меняются, и он пропускает излучение или с положительной, или с отрицательной круговой поляризацией. Важной особенностью телескопа является наличие полуволновой фазовой пластинки, предназначенной для устранения эффекта инструментальной поляризации.

Магнитографы разделяются на фильтровые магнитографы и спектрографы. В фильтровых магнитографах изображение Солнца фиксируется с помощью световых фильтров в одном или нескольких узких спектральных интервалах. Хотя измерения можно проводить только в одном крыле, предпочтительнее наблюдать два и более положений длин волн, симметрично распределённых вокруг центра линии, чтобы исключить влияние доплеровских сдвигов. Спектрографы же записывают полный профиль

исследуемой спектральной линии в каждой точке изображения Солнца. Основным недостатком спектрографов состоит в том, что для создания двумерных карт магнитных полей полного диска Солнца щель спектрографа должна проходить по всей солнечной поверхности. Таким образом, кадранци наблюдений получаются достаточно скромными. Однако данный недостаток с лихвой компенсируется тем фактом, что полные профили линий регистрируются сразу, и это приводит к отличной спектральной целостности.

Определение интенсивности магнитного поля

Магнитографические измерения основаны на регистрации компонент излучения от элементов изображения фотосферы Солнца. Для этого нужно измерять I и V параметры Стокса для восстановления продольной компоненты магнитного поля, для чего отдельно регистрируется излучение в правой и левой круговой поляризации. Амплитуда измеряемого стоксовского сигнала V может быть преобразована в продольную напряжённость поля или, точнее, в продольный магнитный поток.

При интерпретации наблюдений магнитографа СТОП основная проблема – крайне высокие инструментальные шумы, вызванные, по всей видимости, особенностями спектрографа Литрова. На измеряемых спектрах эти шумы проявляются в виде повторяющихся широких дугообразных полос. Этот паразитный сигнал вряд ли можно устранить на этапе обработки, поскольку от измерения к измерению положение полос меняется. По той же причине при вычислении V -профилей Стокса эти шумы только множатся. Амплитуда этого паразитного сигнала сопоставима с амплитудой полезного стоксовского сигнала, что затрудняет применение таких методов, как метод центра тяжести.

Для определения профиля спектральной линии на разрезах вдоль спектра мы вписываем гауссиану. Как правило, для аппроксимации используют метод градиентного спуска Levenberg-Marquart (L-M). Поскольку необходимо выполнение таких операций для всех столбцов кадра и для всех кадров скана, что требует значительного времени вычислений. Поэтому использование метода L-M для синоптических наблюдений затруднительно.

Для решения этой проблемы мы применили быстрые приближенные методы [1]. Основными методами, применяемым нами, был Guo и FAS-алгоритмы. На рис. 1 слева представлен регистрируемый участок спектра вблизи линий $6301,5 \text{ \AA}$ и $6302,5 \text{ \AA}$. Справа на рис. 1 приведена аппроксимация измерений методом Guo. Наблюдается достаточно хорошее соответствие. Это позволяет определять в измеренных спектрах положение центра магниточувствительной линии. Тогда мы можем определить напрямую расстояние на спектральной шкале между компонентами Зеемана, т.е. между центрами линий, измеренных в правой и левой круговых поляриза-

циях. Определив эти расстояния, магнитное поле можно найти, воспользовавшись соотношением:

$$\Delta\lambda_B = 4.6686 \times 10^{-10} \lambda_0^2 g_{eff} B.$$

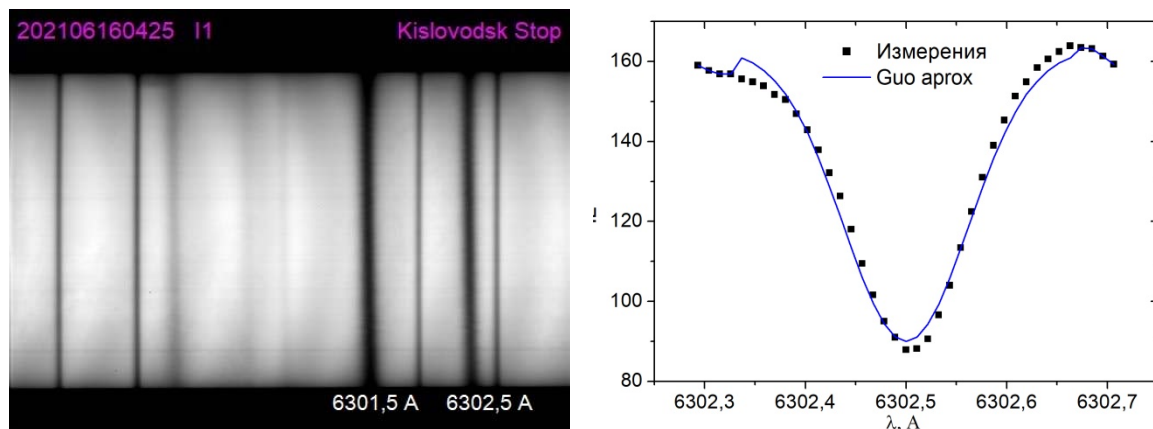


Рис. 1. Слева пример спектра в левой круговой поляризации вблизи центра солнечного диска по данным наблюдений на телескопе-магнитографе СТОП (2021.06.16). Справа разрез спектра в районе линии 6302,5 Å и аппроксимация линии методом Guo.

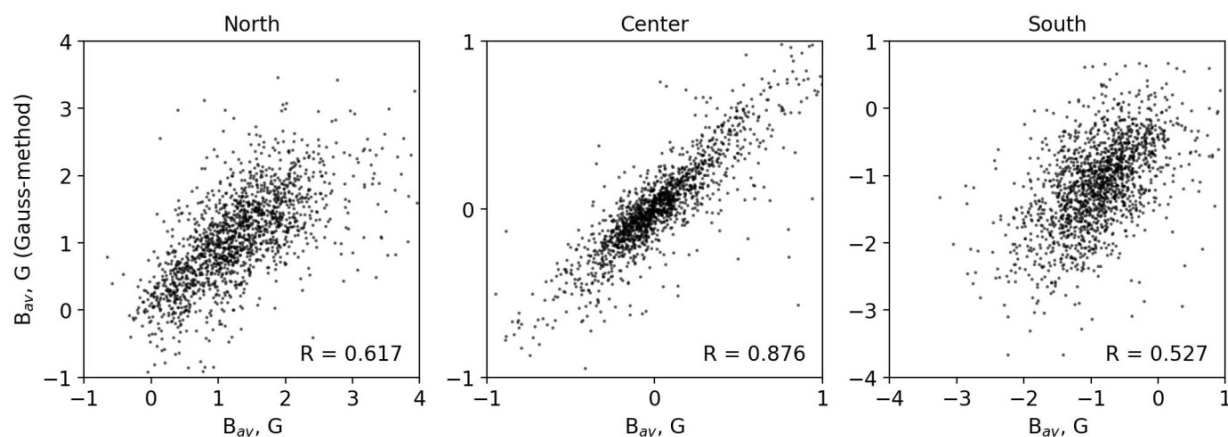


Рис. 2. Сравнение интенсивностей магнитного поля полученные методом гауссовой аппроксимации со стандартным методом, используемым в наблюдениях.

Сравнение метода аппроксимации со стандартной процедурой, используемой на СТОП [2] дает неплохие результаты (рис. 2). Благодаря этому мы можем получить довольно хорошие карты продольной компоненты крупномасштабных фотосферных магнитных полей как для ежедневных карт (рис. 3), так и для серии наблюдений (рис. 4).

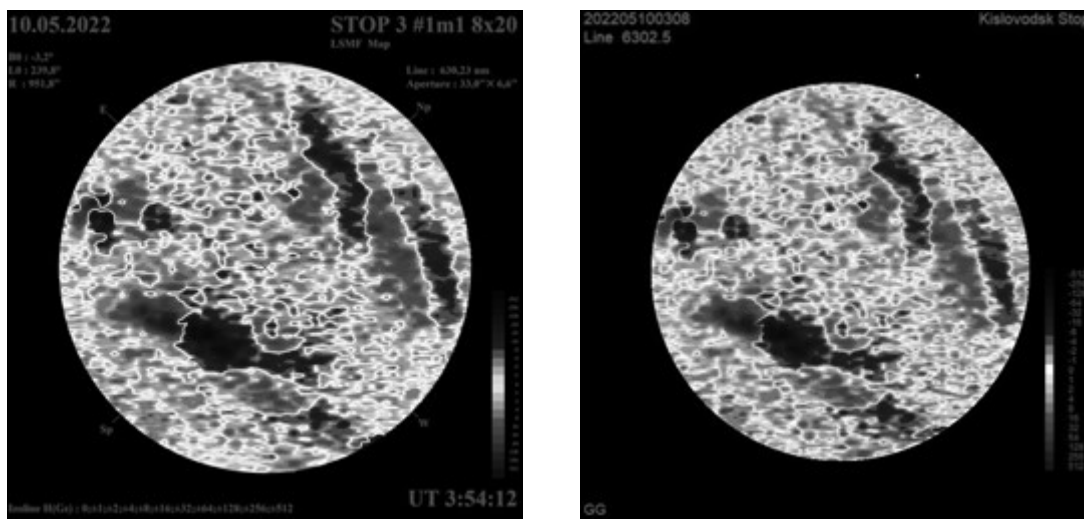


Рис. 3. Пример восстановления продольной компоненты магнитного поля по данным наблюдений на телескопе-магнитографе СТОП (2022.05.10) стандартным методом (слева) и методом аппроксимации спектральных профилей функцией Гаусса (справа).



Рис. 4. Сравнение долговременных вариаций интенсивности магнитного поля, полученные методом гауссовой аппроксимации со стандартным методом, используемым в наблюдениях.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта 075-03-2022-119/1.

Литература

1. Al-Nahhal I.; Dobre O.A.; Basar E.; et al. // IEEE Signal Processing Magazine, 2019, V. 36, N 6, p. 157–163; doi: 10.1109/MSP.2019.2927685
2. Peshcherov V.S., Grigor'ev V.M., Svidskii P.M., et al. // Optoelectronics, Instrumentation and Data Processing. 2013, V. 49, No. 6, pp. 578–584.

ИЗУЧЕНИЕ ЭФФЕКТА ВИЛЬСОНА ПО ДАННЫМ АНАЛИЗА УСРЕДНЕННЫХ ФОРМ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Тлатова К.А.^{1,2}, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Горная астрономическая станция ГАО, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

STUDY OF THE WILSON EFFECT BASED ON THE ANALYSIS OF AVERAGED SHAPES OF SUNSPOTS

Tlatova K.A.^{1,2}, Tlatov A.G.^{1,2}

¹*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory, Russia*

²*KalmSU, Elista, Russia*

In this article, we investigated the averaged shape of sunspots. There is a shift of the sunspots umbra boundary to the western edge. The magnitude of the shift varies with the area of the sunspots. For sunspots of small area $S \sim 50 \mu\text{m}$, the eastern penumbra is $\sim 5\%$ larger than the western one, but for large sunspots $S > 300 \mu\text{m}$, this difference can reach 20% or more.

Using the method of constructing averaged profiles of sunspots at different distances from the center of the Solar's disk, we estimated the value of the Wilson depression. The magnitude of the depression varies from 100 to 1000 km depending of the sunspots size. There is some imbalance of the Wilson depression at the eastern and western borders of the shadow-penumbra. For sunspots in the area range $S: 100\text{--}200 \mu\text{m}$, the western depression is slightly larger than the eastern depression, which may indicate a tilt of the sunspots to the west.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-267-270

1. Введение

В 1769 Вильсон обнаружил [1], что при приближении пятна к краю солнечного диска ширина полутени на стороне, удаленной от лимба, убывает быстрее, чем со стороны лимба, т.е. пятно, выглядит как тарелкообразное углубление. Эффект Вильсона трудно измерить количественно, так как эволюция формы пятна мешает четкому определению этого эффекта [2]. В западной половине солнечного диска эффект Вильсона выражен слабее, чем в восточной [3]. Куклин [4] и Hejna and Solov'ev [5] предположили, что основной вклад в восточно-западную асимметрию эффекта Вильсона может вносить смещение к западу тени пятна относительно полутени примерно на 0.04 ширины полутени.

Нами был выполнен анализ формы солнечных пятен при помощи статистического подхода основанном на измерении солнечных пятен из данных долговременных синоптических наблюдений.

2. Данные и метод анализа

В своей работе мы использовали данные наблюдений изображений в континууме телескопа HMI/SDO. Для анализа мы брали 5 изображений за каждый день на моменты времени близкие к 00:00, 05:00, 10:00, 15:00 и 20:00 UT.

В каждом пятне выделялись ядра солнечных пятен, которые мы исключили из рассмотрения. Это было необходимо для того, чтобы мы могли изучать отдельно форму полутени пятен. Далее мы применили метод усреднения формы пятен, по методике, представленной в работе [6]. На рис. 1 представлена усредненная форма полутени солнечных пятен. Всего, на рис. 1, было усреднено 4 828 форм отдельных солнечных пятен.

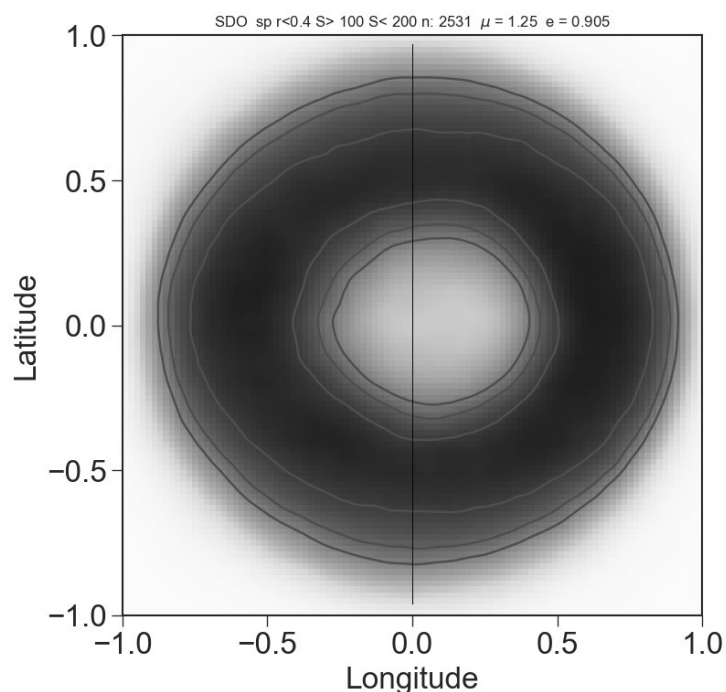


Рис. 1. Усредненная форма полутени солнечных пятен, для пятен площадью $S > 100$ мдп, выбранных из центральной части ($r/R < 0.6$) солнечного диска.

2.1. Восточно-западная асимметрия формы солнечных пятен

На рис. 1 можно заметить, что усредненная область ядер солнечных пятен смещена вправо, то есть к западному лимбу Солнца. Рассмотрим отношение протяженности восточной полутени к западной $rat = P_{ue}/P_{uw}$. На рис. 2 представлено отношение этих величин в зависимости от площади солнечных пятен. С ростом площади это соотношение увеличивается. Соотношение можно записать как: $P_{ue}/P_{uw} = 0.95(\pm 0.05) + 1.2 \cdot 10^{-3}(\pm 2 \cdot 10^{-4})S$, при корреляции $cor = 0.95$.

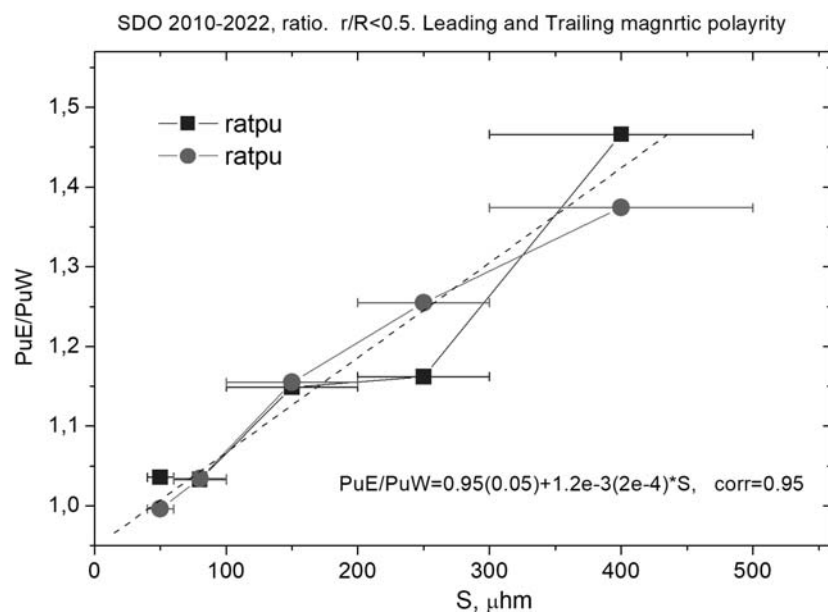


Рис. 2. Отношение протяженности восточной полутени к западной $rat = Pu_e/Pu_w$ для солнечных пятен ведущей и хвостовой полярности.

2.2. Определение депрессии Вильсона солнечных пятен

Для определения эффекта Вильсона используют геометрические характеристики солнечных пятен, на разных гелиоцентрических расстояниях от центра солнечного диска. Если мы обозначим Pu_e , Pu_w видимые размеры полутени пятна, наблюдаемого на гелиоцентрическом угле $\theta = asin(r/R_\odot)$, то из геометрии получаем соотношения: Для восточного лимба:

$$Pu_w(\theta) = Pu_w^0 \cdot (\cos(\theta) - \sin(\theta)\tan(\alpha_w)) \quad \tan(\alpha_w) = \left(\cos(\theta) - \frac{Pu_w(\theta)}{Pu_w^0} \right) / \sin(\theta) \quad h_w = \tan(\alpha_w)Pu_w^0$$

$$Pu_e(\theta) = Pu_e^0 \cdot (\cos(\theta) + \sin(\theta)\tan(\alpha_e)) \quad \tan(\alpha_e) = \left(\frac{Pu_e(\theta)}{Pu_e^0} - \cos(\theta) \right) / \sin(\theta) \quad h_e = \tan(\alpha_e)Pu_e^0$$

Мы будем использовать усредненные профили полутеней солнечных пятен, на различных расстояниях от центра солнечного диска r/R_\odot . В диапазоне расстояний от $0-0.9 \cdot R_\odot$. Солнечные пятна, находящиеся вблизи центра диска $r/R_\odot < 0.4$ мы будем использовать для измерения Pu_e^0 и Pu_w^0 .

Используя метод построения усредненных профилей солнечных пятен на разных расстояниях от центра диска Солнца мы оценили значение Вильсоновской депрессии. Величина депрессии меняется от 100 до 1000 км в зависимости от размера солнечных пятен (рис. 3): $h = 0.049(\pm 0.14) + 0,0014(\pm 7,5 \cdot 10^{-4}) \cdot S$ Мм, $cor = 0.94$. Существует некоторый дисбаланс Вильсоновской депрессии у восточной и западной границы тень-полутень. Для солнечных пятен в диапазоне площадей S : 100–200 мдп западная депрессия немного больше восточной депрессии, что может говорить о наклоне солнечных пятен к западу.

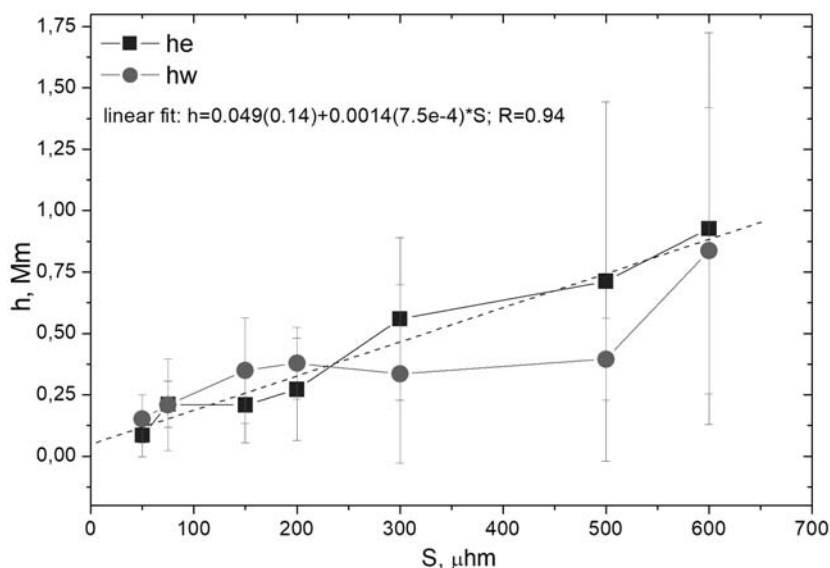


Рис. 3. Значения Вильсоновской депрессии для восточной и западной границы полутень-тень.

3. Обсуждение

В данной работе мы уточнили усредненную форму солнечных пятен. Наблюдается сдвиг границы ядер солнечных пятен к западному краю полутени. Величина сдвига меняется от площади солнечных пятен. Для солнечных пятен малой площади $S \sim 50$ мдп восточная полутень больше западной на $\sim 5\%$, но для больших солнечных пятен $S > 300$ мдп это различие может достигать 20% и более.

Используя метод построения усредненных профилей солнечных пятен на разных расстояниях от центра диска Солнца, мы оценили значение Вильсоновской депрессии. Величина депрессии меняется от 100 до 1000 км в зависимости от размера солнечных пятен.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта 075-03-2022-119/1.

Литература

1. *Wilson, A., & Maskelyne, N.* // Philos. Trans. R. Soc. London. I, 64, 16 1774.
2. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука, 1986. – 296 с.
3. *Obashev, S.O.; Gainullina, R.K.; Minasiants, T.M.* // Solar Physics, 1982, V. 78, 59-66, doi: 10.1007/BF00151142
4. *Kuklin, G.V.* // Issled. Geomagn., Aehron. Fiz. Solntsa, Moskva, No. 73, p. 52 – 60, 1985.
5. *Hejna, L.; Solovev, A.A.* // Bulletin of the Astronomical Institute of Czechoslovakia, 1985, vol. 36, p.183.
6. *Tlatov, A.G.* // Solar Physics, 2022V. 297, article id.110,.

**ЭКСТРЕМУМЫ ЛЕТНЕЙ ИНСОЛЯЦИИ ЗЕМЛИ
В СЕВЕРНОМ ПОЛУШАРИИ
И ГЛОБАЛЬНЫЕ КЛИМАТИЧЕСКИЕ СОБЫТИЯ ГОЛОЦЕНА**

Фёдоров В.М.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

**EXTREMES OF SUMMER INSOLATION OF THE EARTH
IN THE NORTHERN HEMISPHERE
AND GLOBAL CLIMATIC EVENTS OF THE HOLOCENE**

Fedorov V.M.

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

On the basis of the performed calculations of the Earth's insolation according to the astronomical ephemeris DE-441 for 12 thousand years into the past, changes in the summer exposure of the Northern Hemisphere are analyzed. In the considered time interval, two extrema of summer insolation are observed in the Northern Hemisphere. The maximum summer exposure is observed about 11.5 thousand years ago, the minimum falls on the period of 1500–1600 years. The range of change in summer insolation is 22.41 W/m^2 , and the duration of the decline branch is about 10,000 years. The noted extrema are synchronized with the global climatic events of the Holocene. The summer insolation maximum corresponds to the beginning of the phase of intense degradation of the last ice sheet in Europe and North America. The minimum of summer exposure occurs at the beginning of the Little Ice Age. The previous minimum of summer insolation in the Northern Hemisphere was observed approximately 21.5 thousand years ago, which is synchronized with the maximum of the last glaciation in Europe and North America.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-271-274

Летняя инсоляция имеет большое значение в изменениях природной системы Земли и её компонентов. Это определяется, во-первых, тем, что при увеличении летней инсоляции увеличивается температура. Следствием этого является увеличение испарения и повышение содержания водяного пара в атмосфере, что, в свою очередь, приводит к усилению парникового эффекта. В результате этого появляется дополнительное тепло, которое вновь приводит к увеличению испарения, повышению содержания водяного пара в атмосфере, усилению парникового эффекта и, вновь появлению дополнительного тепла. Эти процессы, многократно повторяясь, формируют механизм усиления потепления. Во-вторых, выделением скрытого тепла от увеличения атмосферных осадков (переход водяного пара в воду и снег или лёд). В-третьих, уменьшением альбедо за счёт сокращения площади морских льдов и ледников – нагреванием большей площади поверхности (материков и океанов) и от неё атмосферы. При сокращении летней инсоляции – очевидно, происходят обратные эффекты. В связи с

этим, мы проанализировали изменение рассчитанной нами летней инсоляции Северного полушария в голоцене. Максимум летней инсоляции в Северном полушарии отмечается в интервале приблизительно от 11350 до 11550 л.н. (рис. 1).

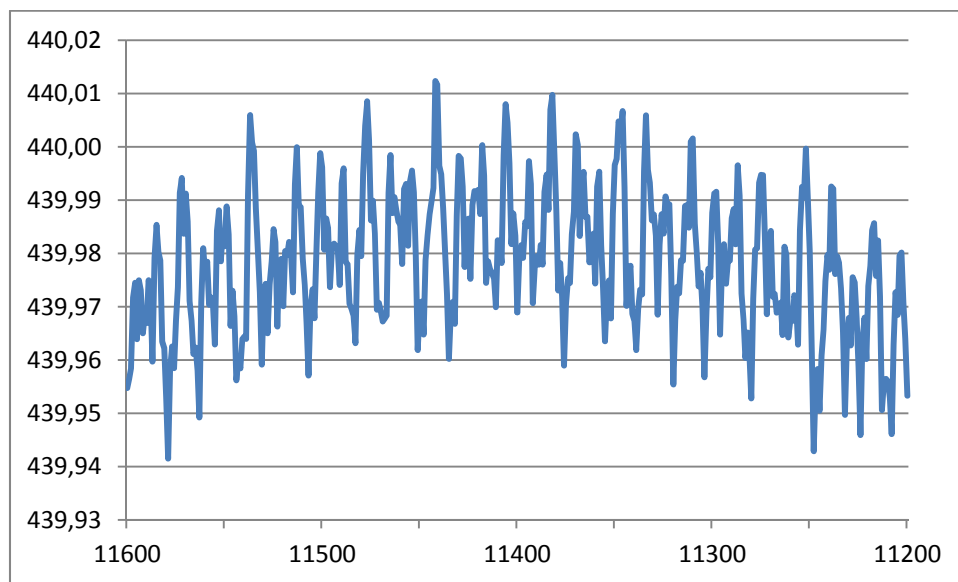


Рис. 1. Максимум летней инсоляции в Северном полушарии в голоцене.

Максимум летней инсоляции синхронизируется с глобальным палеогеографическим событием: переходом от холодной плейстоценовой к тёплой голоценовой эпохе. Это событие, продолжительностью около 2000 лет, в основном датируется временем 12000–10000 лет. В Европе его начало связывают с наступлением активной фазы разрушения Скандинавского ледникового щита и отступанием его от морен Сальпауселькя, в Северной Америке с завершением стадии Валдерс [2].

Переход от холодной плейстоценовой к тёплой голоценовой эпохе находит чёткое отражение в изотопно-кислородном составе ледовых кернов Гренландии и о. Девон, полигонально-жильных льдов Восточной Сибири, а также раковин фораминифер из донных осадков. Этот переход фиксируется в изменениях флористических и фаунистических комплексов и ареалов обитания, в изменении уровня Мирового океана и археологических данных мезолитических стоянок. Всё это указывает на значительные изменения природы в этот период. Темпы деградации ледников в это время увеличивались в 2–3 раза и более.

Минимум летней инсоляции отмечается в интервале от 1400 до 1600 г.н.э. (рис. 2). Этот минимум синхронизируется с глобальным палеогеографическим событием – Малым ледниковым периодом (МЛП). Анализ летописей, дневников путешественников, исторических документов, фотографий, гравюр, произведений живописи, с упоминанием разрушений, производимых ледниками, наблюдения за появлением дрейфующих арктических льдов у берегов Исландии, результаты палеоботанических, гляцио-

логических исследований подтверждают достоверность и масштабность этого события.

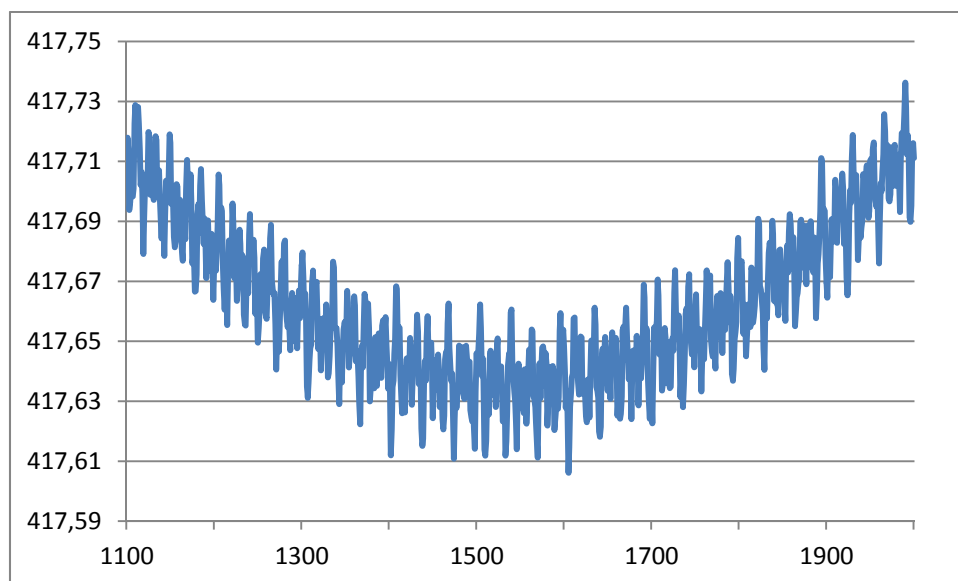


Рис. 2. Минимум летней инсоляции в Северном полушарии

Известно, что малая ледниковая эпоха имела длительность примерно от 1450 до 1850 гг. с максимумом в период с 1550 по 1880 гг. [5, 6]. На протяжении всей эпохи отмечалось увеличение площади арктических льдов, что имело важные последствия для Исландии и Гренландии. Между 1780 и 1820 гг. температура воздуха в Северной Атлантике была примерно на 1° – 3°C ниже, чем в настоящее время. Известно, что, начиная с 1500 г. леса в центральной Европе, особенно в горных районах, сильно деградировали. Активизировались горные ледники Европы, Азии и Северной Америки. МЛП – таким образом, событие, достоверно установленное в климатической истории Земли [4].

В качестве основных причин МЛП называют уменьшение солнечной активности, увеличение вулканической активности, особенности циркуляционных процессов в атмосфере и океане. Однако наряду с возможным участием отмеченных факторов в глобальном похолодании, вряд ли ими ограничиваются все причины этого палеогеографического события. Чёткая его синхронизация с минимумом летней инсоляции Северного полушария, очевидно, указывает на то, что именно летняя инсоляция Северного полушария является основным фактором МЛП.

Абсолютный максимум летней инсоляции Северного полушария ($440,01 \text{ Вт/м}^2$) отмечается 11442 л.н., абсолютный минимум ($417,61 \text{ Вт/м}^2$) в 1604 г. н.э. Размах изменения равен $22,41 \text{ Вт/м}^2$, а продолжительность ветви спада составляет около 10000 лет. Если ветви роста и спада равновесные, то предшествующий МЛП минимум летней инсоляции в Северном полушарии должен приходиться на время около 21500 л.н., которое син-

хронизируется с максимумом развития последнего покровного оледенения в Европе и Северной Америке. Отмеченный цикл изменения летней инсоляции определяется циклом долготы перигелия, в течение которого перигелий земной орбиты пересекает её кардинальные точки (равноденствия и солнцестояния). Период цикла долготы перигелия составляет около 21000 лет [1]. Этот цикл также называется климатической прецессией, с которой в основном связаны отмечаемые в начальных разделах для хронологических периодов голоцена изменения облучения Земли по широтам и сезонам. Вероятно, МЛП имел ограниченное развитие в связи с тем, что минимум летней инсоляции в Северном полушарии отмечался на фоне увеличения годового меридионального градиента инсоляции (МГИ), которым регулируется меридиональный перенос радиационного тепла в системе океан – материк. Увеличение МГИ началось около 9500 л.н. и связано с уменьшением наклона оси вращения, период изменения которого составляет около 41000 лет [1, 3].

Таким образом, глобальные палеогеографические события голоцена (переход от холодной плейстоценовой эпохи к теплой голоценовой и МЛП) синхронизируются с экстремумами летней инсоляции в Северном полушарии. Следовательно, летнее облучение Северного полушария может быть причиной этих событий, а преимущественной областью их возникновения и развития является Северное полушарие Земли.

Литература

1. *Миланкович М.* Математическая климатология и астрономическая теория колебаний климата. М.-Л.: ГОНТИ, 1939. 208 с.
2. *Монин А.С., Шишков Ю.А.* История климата. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 408 с.
3. *Федоров В.М.* Проблема меридионального переноса тепла в астрономической теории климата // Геофизические процессы и биосфера, 2019. Т. 18. № 3. С. 117–128. DOI: 10.21455/GPB2019.3-8
4. *Федоров В.М., Фролов Д.М., Веласко Эррера В.М.Н., и др.* Роль радиационного фактора в глобальных климатических событиях позднего голоцена // Геофизические процессы и биосфера, 2021. Т. 20, № 3. С. 5–19
5. *Büntgen U., Hellmann L.* The Little Ice Age in Scientific Perspective: Cold Spells and Caveats // Journal of Interdisciplinary History, 2014. V. 44. Issue 3. Pp. 353–368 doi:10.1162/JINH_a_00575
6. *Degroot D.* The frigid Golden Age: climate change, the Little Ice Age, and the Dutch Republic. New York.: Cambridge University Press, 2018. P. 1560–1720.

ОСОБЕННОСТИ ТРАНЗИТНОГО ОБЛУЧЕНИЯ ОКРУЖАЮЩЕГО ЗЕМЛЮ ПРОСТРАНСТВА

Фёдоров В.М., Фролов Д.М.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

PECULIARITIES OF TRANSIT IRRADIATION OF THE SPACE SURROUNDING THE EARTH

Fedorov V.M., Frolov D.M.

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Calculations of the Earth's insolation on the surface of various altitude levels from the upper troposphere to the lower mesosphere were performed on the basis of astronomical ephemerides DE-406. The step was 10 km. Incoming and outgoing transit radiation in the space surrounding the Earth was analyzed and their balance was calculated. With a non-rotating Earth, the balance of incoming and outgoing transit radiation is 0. However, due to the rotation of the Earth, there is a discrepancy between the incoming solar radiation (1 degree in latitude and longitude) and the outgoing solar radiation from the cell. It is determined that the annual balances for latitudinal zones have a sharp negative minimum in the zones 65–75° South and south at all altitude levels. The semi-annual balances for the latitudinal zones of each half-surface in the summer half-years are positive in the region of 65°–90° and negative in the region of 0°–65° at all altitude levels. In the winter half-years, the opposite is true: negative in the area of 65°–90° and positive in the area of 0°–65°. The semi-annual balances for the zones are most significant in the polar regions.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-275-278

Под солярным климатом Земли понимаются теоретически рассчитываемые характеристики облучения земной поверхности и окружающего пространства без учёта поглощения и рассеяния солнечных лучей в атмосфере, изменений солнечной активности. Полученные ранее представления о солярном климате Земли не являются полными, поскольку они не содержат информацию о солярном климате окружающего Землю пространства, с которым Земля материально и энергетически тесно связана [1]. Для получения этой информации нами были рассчитаны характеристики облучения широтных зон поверхностей различных высотных уровней от верхней тропосферы до нижней мезосферы.

В расчётах различались падающее (лучи направлены к Земле) и транзитное (лучи направлены мимо Земли) облучение ячеек широтных зон поверхностей. Транзитное облучение подразделялось на входящее в тело, ограниченное поверхностью, и выходящее из этого тела (см. рисунок).

Эти характеристики облучения были вычислены с 3000 года до н.э. по 2999 год н.э. для поверхностей на высотных уровнях 10, 20, 30, 40, 50, 60 км [2, 3, 5]. Поверхности разделяются на северную и южную полуповерх-

ности и на 5-градусные широтные зоны. Рассматриваются тропические года, полугодия и месяцы с 3000 года до н.э. по 2999 год н.э. Для этих промежутков по аналогии с вычислением полной энергии $E_{DW} + E_{IT} + E_{OT}$ облучения каждой широтной зоны вычисляются её слагаемые E_{DW} , E_{IT} и E_{OT} (Дж) и по ним удельные энергии DW , IT , OT (Дж/м²), а также балансы $B = IT - OT$, средние многолетние (СМ) и для граничных лет (3000 до н.э. и 2999 н.э.).

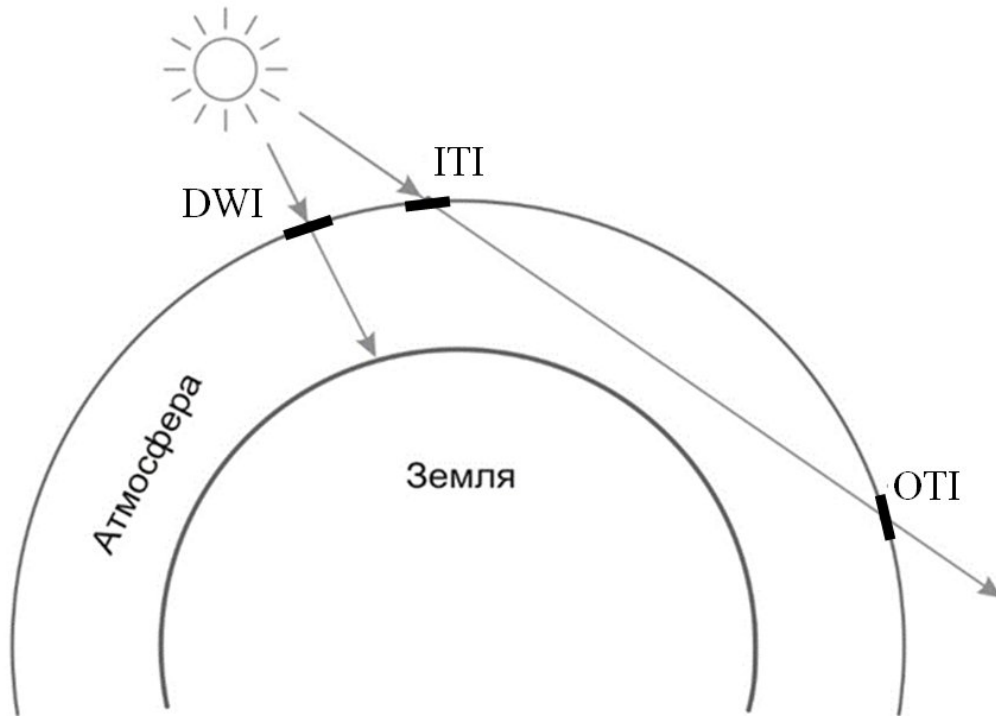


Рисунок. Виды облучения ячеек поверхности высотного уровня: DWI, INI, OTI.
 DWI – Downward Irradiation – падающее облучение;
 ITI – Incoming Transit Irradiation – входящее транзитное облучение;
 OTI – Outgoing Transit Irradiation – выходящее транзитное облучение.

Расчёт E_{DW} , E_{IT} , E_{OT} (Дж) для широтной зоны (φ_1, φ_2) поверхности L -го высотного уровня (L – высота в км, $H = 1000L$ – высота в м) в интервале (t_1, t_2) , выбранном на шкале равномерно текущего времени, выполняется по формулам:

$$E_{DW}(H, \varphi_1, \varphi_2, t_1, t_2) = 2 \int_{t_1}^{t_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sigma(H, \varphi) \int_{0(H,t,\varphi)}^{\alpha_1(H,t,\varphi)} \Lambda(H, t, \varphi, \alpha) d\alpha d\varphi dt \quad (1)$$

$$E_{IT}(H, \varphi_1, \varphi_2, t_1, t_2) = 2 \int_{t_1}^{t_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sigma(H, \varphi) \int_{\alpha_1(H,t,\varphi)}^{\alpha_m(H,t,\varphi)} \Lambda(H, t, \varphi, \alpha) d\alpha d\varphi dt \quad (2)$$

$$E_{OT}(H, \varphi_1, \varphi_2, t_1, t_2) = -2 \int_{t_1}^{t_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sigma(H, \varphi) \int_{\alpha_m(H,t,\varphi)}^{\alpha_2(H,t,\varphi)} \Lambda(H, t, \varphi, \alpha) d\alpha d\varphi dt \quad (3)$$

где α – часовой угол Солнца (в радианах) в момент t (измеряется в секундах) в точке P с геодезической широтой φ (в радианах), находящейся на поверхности; $\sigma(H, \varphi)$ – площадной множитель в точке P ; $\sigma(H, \varphi) d\alpha d\varphi$ – пло-

щадь (м^2) бесконечно малой трапеции с центром в точке Р (трапеция является ячейкой поверхности); $L(H, t, \varphi, \alpha)$ – интенсивность облучения ($\text{Вт}/\text{м}^2$) этой трапеции в малой окрестности момента t , взятая со знаком плюс при направлении лучей внутрь тела, ограниченного поверхностью, и со знаком минус при направлении лучей из этого тела; $\alpha_1(H, t, \varphi)$, $\alpha_m(H, t, \varphi)$, $\alpha_2(H, t, \varphi)$ – пределы интегрирования по α . Величины вычисляются с долями единиц измерения.

Величины $\sigma(H, \varphi)$, $L(H, t, \varphi, \alpha)$, $\alpha_1(H, t, \varphi)$, $\alpha_m(H, t, \varphi)$, $\alpha_2(H, t, \varphi)$ и моменты $\{t_{nm}\}$, соответствующие началам тропических суток (n – номер тропического года, m – номер суток в году), используемые для формирования границ интегрирования по t в формулах (1)–(3), вычисляются аналогично тому, как это сделано в работе [4], на основании высокоточных астрономических эфемерид DE406. Исходными данными для расчётов служат склонение и эклиптическая долгота Солнца, расстояние от Земли до Солнца, разность хода равномерно текущего (СТ – Coordinate Time) и всемирного корректируемого времени (UT – Universal Time). Солнечная постоянная (среднее многолетнее значение TSI) принимается равной $1361 \text{ Вт}/\text{м}^2$.

Для целой поверхности любого высотного уровня баланс удельных транзитных энергий равен нулю за любой промежуток времени (при отсутствии ошибок вычислений, без учёта поглощения и рассеяния солнечных лучей в атмосфере). Для полуповерхности и 5-градусной зоны баланс отличен от нуля при наличии транзитного облучения (оно отсутствует для трёх зон вокруг каждого полюса вблизи солнцестояний).

Годовые балансы для широтных зон имеют резкий отрицательный минимум в зонах 65° – 70° ю.ш. и с.ш. На высотных уровнях, начиная с 30 км, отрицательные значения наблюдаются в зонах 60° – 65° ю.ш. и с.ш. Отрицательные значения окружены высокими положительными значениями в прилегающих зонах. Вертикальный градиент годового баланса для зон 60° – 65° и 65° – 70° ю.ш. и с.ш. отрицателен на всех уровнях, для зон 70° – 75° ю.ш. и с.ш. – начиная с уровня $L = 35$ км. Для всех остальных зон вертикальный градиент положителен на всех уровнях. Области, где вертикальный градиент отрицателен на всех уровнях, совпадают с областями внутропического циклогенеза, высотных фронтальных зон и струйных течений.

Полугодовые балансы для широтных зон каждой полуповерхности в летних полугодиях положительны в области 65° – 90° и отрицательны в области 0° – 65° на всех высотных уровнях. В зимних полугодиях наоборот: отрицательны в области 65° – 90° и положительны в области 0° – 65° . Полугодовой баланс для полуповерхности положителен в летнем и отрицателен в зимнем полугодии. Таким образом, полугодовые балансы для зон наиболее значительны в полярных областях [3, 5].

Месячные балансы для каждой полуповерхности максимальны (положительны) вблизи летних солнцестояний, минимальны (отрицательны)

вблизи зимних солнцестояний, близки к нулю вблизи равноденствий. Приращения месячных балансов для зон каждой полуповерхности с 3000 года до н.э. по 2999 год н.э. в летнем полугодии от экватора до полярных кругов малы по модулю и положительны, в зимнем полугодии малы по модулю и отрицательны. В полярной области (65° – 90°) отмечаются как положительные, так и отрицательные приращения, высокие по модулю. В результате этих изменений модуль полугодического баланса для каждой полуповерхности в каждом полугодии за 5999 лет сокращается.

Вычисленные массивы характеристик транзитного облучения могут быть использованы при исследовании особенностей термобарического поля, а также фотохимических реакций и процессов ионизации в плотных слоях атмосферы.

Литература

1. Федоров В.М. Вариации инсоляции Земли и особенности их учета в физико-математических моделях климата // Успехи физических наук, 2019. Т. 189. № 1. С. 33–46. DOI: 10.3367/UFN.2017.12.038267.
2. Федоров В.М., Костин А.А., Фролов Д.М. Особенности удельной энергии облучения тонких слоёв атмосферы // Труды XXIV всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2020», Санкт-Петербург, Пулковое, 5–9 октября 2020. С. 301–304.
3. Федоров В.М., Костин А.А., Фролов Д.М. Баланс транзитного облучения окружающего землю пространства // Космические исследования, 2022. Т. 60. № 2, С. 116–124.
4. Fedorov V.M., Kostin A.A. The Calculation of the Earth's insolation for the 3000 BC - AD 2999 // Springer Geology, 2020. V. I. Pp. 181–192. DOI: 10.1007/978-3-030-38177-6_20.
5. Fedorov V.M., Kostin A.A., Frolov D.M. Peculiarities of transit irradiation of the surrounding the earth space // Cosmic Research, 2022. V. 60. № 2. Pp. 89–97. DOI: 10.1134/S0010952522020034

УСКОРЕНИЕ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ СОГЛАСОВАННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ ВИСТЛЕРОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹*Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижний Новгород, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ACCELERATION OF NON-THERMAL ELECTRONS IN A COORDINATED INTERACTION WITH THE TURBULENCE OF WHISTLERS IN A FLASH LOOP

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

¹*Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering,
Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia*

The paper considers the coordinated problem of the interaction of Whistler waves and non-thermal electrons, which allows us to consider not only the processes of scattering and acceleration of electrons, but also the generation of Whistler turbulence itself or its attenuation. Stochastic acceleration of injected non-thermal electrons is taken into account by introducing the corresponding diffusion terms into the unsteady kinetic Fokker-Planck equation. Within the framework of a magnetic trap model with a given electron injection and initial turbulence, the dynamics of turbulence waves and the distribution of electrons in the loop in terms of energy, pitch angle, position in the loop during the flare process during the growth and decline phases are investigated.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-279-282

Микроволновое излучение вспышечной петли определяется наличием в ней ускоренных (нетепловых) электронов. Для исследования распределений этих электронов по энергиям и питч-углам в каждой точке петли необходимо рассмотреть взаимодействие электронов с частицами плазмы петли и волновыми полями в ней [1, 2]. В работах [3, 4] мы рассмотрели, как отразится на распределении инжектированных нетепловых электронов их рассеяние и ускорение путем обмена импульсами и энергией между электронами и волнами вистлеровской турбулентности, заполняющей вспышечную петлю. В этих работах предполагалось, что турбулентность была заданной и неизменной в процессе вспышки. Однако турбулентность может генерироваться или затухать при взаимодействии с нетепловыми электронами [5, 6].

Целью настоящей работы является рассмотрение модели доускорения нетепловых электронов при согласованном взаимодействии с вистлерами, распространяющимися вдоль вспышечной петли. Мы проводим оценку величины такого доускорения и влияние генерации и затухания турбулентности на питч-угловое, энергетическое и пространственное распределения электронов и волн турбулентности.

Описание модели

Рассматривается одномерная нестационарная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с заданными неоднородными по длине магнитным полем $B(s)$ и плотностью $n(s)$ фоновой плазмы. В вершине такой петли-ловушки происходит нестационарная инжекция быстрых нетепловых электронов, задаваемая функцией $F(E, \mu, s, t)$ со степенным спектром по энергии E (в долях $m_e c^2$) и гауссовым спектром по остальным независимым координатам: расстоянию s до вершины петли, косинусу питч-угла электрона $\mu = \cos \alpha$ и времени t .

Согласованная динамика нетепловых электронов в диффузионном адиабатическом приближении описывается кинетическим уравнением Фоккера-Планка для функции распределения $f(E, \mu, s, t)$ [7]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(c\beta\mu f) - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(c\beta \frac{1-\mu^2}{2} \frac{1}{B} \frac{dB}{ds} f \right) = \frac{\partial}{\partial \mu} \left(D_{\mu\mu}^W \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + \frac{1}{\beta\gamma^2} \frac{\partial}{\partial E} \left(D_{EE}^W \frac{\partial f}{\partial E} \right) + F,$$

а плотность энергии волн турбулентности $W(k, s, t)$ уравнением [2]:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} = 2\eta W.$$

Здесь β – скорость электрона (доля от скорости света c), $\gamma = E + 1$ – фактор Лоренца, $D_{\mu\mu}^W, D_{EE}^W$ – коэффициенты диффузии электронов по питч-углам и энергии, обусловленные взаимодействием с турбулентностью вистлеров, $\eta(k, s, t)$ – инкремент нарастания плотности энергии волн, v_g – групповая скорость при распространении вистлеров вдоль петли. Частота вистлеров ω и их волновое число k связаны дисперсионным соотношением [8]:

$$\left(\frac{ck}{\omega} \right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где $\omega_p(s), \omega_e(s)$ – плазменная и гирочастота электронов в каждой точке.

Причиной начального наполнения петли вистлерами может быть, например, процесс конверсии БМЗ и ионно-звуковых волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [2]. Мы полагаем, что плотность энергии этого начального пакета вистлеров соответствует спектру Колмогорова $W(k, s) \sim k^{-5/3}$. Считая турбулентность слабой, такой, что энергия турбулентных пульсаций много меньше тепловой энергии плазмы и магнитной энергии [2], будем использовать для описания взаимодействия электронов с вистлерами квазилинейное приближение [9]. Согласно ему, взаимодействие происходит на резонансных волнах, с которыми у электрона происходит энергообмен и рассеяние. Условие такого резонанса с учетом доплеровского сдвига частоты [7, 8]:

$$\omega - \mu c \beta k = \omega_e / \gamma.$$

Рассматривая это уравнение совместно с дисперсионным уравнением, для электронов определяются резонансные волны (k_r, ω_r) . При этом вычисляются коэффициенты диффузии электронов и инкремент турбулентности вистлеров [7, 8]:

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2}(1-\mu^2)\sum_r k_r W(k_r), \quad D_{EE}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2}(1-\mu^2)\gamma^2\beta^3\sum_r k_r W(k_r)\left(\frac{\gamma}{N_r}\right)^2.$$

$$\eta(k, s, t) = \frac{4\pi^2 e^2 \cdot v_g}{kc} \int (1-\mu_r^2)\gamma^2\beta^2 \left\{ \frac{1}{\beta\gamma^2} \frac{\partial f}{\partial \mu} + \frac{\gamma\beta}{N_r} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta\gamma^2} \right) \right\}_{\mu=\mu_r} dE$$

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad \mu_r = \frac{\omega - \omega_e / \gamma}{k_r \cdot c \beta}, \quad N_r = \frac{ck_r}{\omega_r}.$$

Результаты моделирования и выводы

При проведении численных расчётов, как и в работах [3, 4], была выбрана параболическая геометрия петли длиной $2l$ и магнитного поля с пробочным отношением $B_{\max}(l)/B_{\min}(0)=5$. Неоднородность концентрации фоновой плазмы принята равной $n_{\max}(l)/n_{\min}(0)=10^3$. Параметры задаваемых изотропной инжекции и наполнения петли турбулентностью следующие:

$$F(E, \mu, s, t) = F_0 \cdot \left(\frac{E}{E_{\min}} \right)^{-\delta} \exp \left(- \left(\frac{s-s_0}{s_1} \right)^2 - \left(\frac{t-t_0}{t_1} \right)^2 \right), \quad \delta = 3.6, \quad E_{\min} = 511 \text{ эВ}, \quad s_0 = 0, \quad s_1 = 3 \cdot 10^8 \text{ см}$$

$$W(k, s, t = 0) = \frac{q-1}{k_{\min}} \left(\frac{k}{k_{\min}} \right)^{-q} \cdot R \frac{B^2}{8\pi}, \quad k_{\min} = \frac{\omega_{pi}}{c}, \quad q = 1.7, \quad R = 10^{-12}; 10^{-7}.$$

Инжекция во времени задавалась гауссовым импульсом с параметрами $t_0 = 1.5c$, $t_1 = 1.5c$. Константа F_0 определяет интенсивность внешней инжекции нетепловых электронов. Расчёты проводились для малой мощности инжекции $F_0 = 10^3 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3}$, в отличие от работ [4, 6], в которых при самосогласованном решении принимались значения $F_0 = 10^5, 3 \times 10^5 \text{ с}^{-1} \text{ см}^{-3}$. Это связано с нерешённой пока проблемой неустойчивости численного счета при больших значениях F_0 . Малый безразмерный параметр R показывает уровень энергии начальной турбулентности вистлеров по отношению к энергии магнитного поля в каждой точке петли. На рис. 1, 2 верхние панели соответствуют низкому уровню начальной турбулентности ($R=10^{-12}$), а нижние панели высокому ($R=10^{-7}$).

Рис. 1 (левая панель), иллюстрирует изменение уровня турбулентности вистлеров в центре петли. Справа показано изменение инкремента вистлеровских волн. При низкой начальной турбулентности, инкремент положителен $\eta > 0$ на низких частотах, что ведёт к некоторому росту уровня турбулентности в ограниченном диапазоне частот вистлеров (панель слева). При

высоком уровне турбулентности, инкремент отрицателен на всех частотах, что приводит к заметному уменьшению уровня турбулентности.

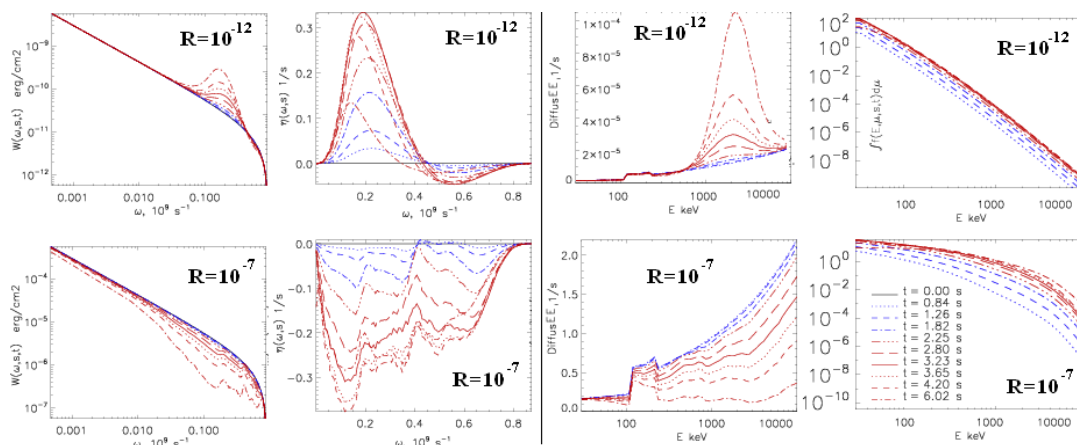


Рис. 1.

Рис. 2.

На рис. 2 показаны соответствующие изменения во времени спектра коэффициента диффузии по энергии (слева) и энергетического спектра электронов (справа). При слабой начальной турбулентности, $R = 10^{-12}$, диффузия электронов по энергии оказывается слишком слабой ($D_{EE} < 10^{-5} \text{ c}^{-1}$), несмотря на десятикратный рост коэффициента диффузии во время развития неустойчивости. Очевидно, что этого явно недостаточно, чтобы привести к заметному изменению спектра электронов. Напротив, при высоком уровне начальной турбулентности, $R = 10^{-7}$, несмотря на монотонное уменьшение коэффициента диффузии, энергетический спектр электронов существенно уплощается, свидетельствуя о значительном ускорении электронов в области высоких энергий ($E = 100 \text{ кэВ} - 10 \text{ МэВ}$). Однако происходит это благодаря большим значениям коэффициента диффузии ($D_{EE} \sim 1 \text{ c}^{-1}$), обусловленным высоким начальным уровнем турбулентности, а не её самосогласованной генерацией в результате развития неустойчивости.

Полученные результаты указывают на необходимость исследования генерации вистлеров при существенно более высоком уровне мощности инжекции нетепловых электронов в петлю.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФ, грант № 22-12-00308 (ВФМ), и РФФИ_Чехия, грант № 20-52-26006 (ЛВФ).

Литература

1. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы солнца и звезд. – Наука, М., 2018, -392с
2. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – Наука, М., 1972, -440с
3. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V.57, №8, P.1001-1008.
4. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2022, V.62, №8 (в печати).
5. Melnikov V.F., Filatov L.V. // Ge&Ae, 2020, V.60, №8, P.1126-1131.
6. Melnikov V.F., Filatov L.V. // Ge&Ae, 2021, V.61, №8, P. 1189–1196.
7. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V.37, №4, P.353-365.
8. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys.J. 1992, V.398, №10, P.350-358.
9. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. // Ядерный синтез. Т.2. №2. С.465-475. 1962.

КРУПНОМАСШТАБНЫЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ В ПРОЦЕССАХ НАГРЕВА КОРОНЫ СОЛНЦА

Фурсяк Ю.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Республика Крым, Россия

LARGE-SCALE ELECTRIC CURRENTS IN SOLAR CORONAL HEATING PROCESSES

Fursyak Yu.A.

Crimean astrophysical observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

We used magnetographic data of the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI/SDO) instrument on the spatial distribution of the magnetic field vector components in the solar photosphere and data of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA/SDO) instrument on the intensity of ultraviolet (UV) radiation in 131, 171, 193 and 211Å channels. The magnetographic data were used to detect the large-scale electric current and calculate its value. Data on the intensity of UV radiation were used to calculate the total intensity of radiation in 131, 171, 193, and 211Å channels and to further calculate the temperature in the corona above the active region (AR). The objects of study were 3 ARs with different levels of flare productivity – NOAA 12192, 12371 and 12494. For each AR, plots of time variations in the average temperature in the corona and large-scale electric current are plotted. It is shown that: 1) The heating of the corona due to the ohmic dissipation of large-scale electric currents proceeds in a stationary/quasi-stationary mode; 2) The increase in temperature in the corona above the AR during the flare events of high roentgen classes is not directly related to the dynamics of large-scale electric current, but is due to processes at coronal heights. One of the important results of the study was the discovery in the NOAA 12192 region of a large-scale electric current channel at coronal heights by constructing a pixel-by-pixel map of the temperature distribution in the corona and fixing a localized region of high temperature (above 10 MK).

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-283-286

Нагрев солнечной короны до температур в миллионы Кельвинов до сегодняшнего дня остается одной из нерешенных проблем физики Солнца. Среди совокупности возможных механизмов нагрева коронального вещества рассматривается и омическая диссипация электрических токов [1, 2].

Ранее нами, анализируя пространственное распределение вектора непотенциальной компоненты поперечного магнитного поля на уровне солнечной фотосферы, были обнаружены в активных областях (АО) крупномасштабные электрические токи [3]. Имелись косвенные указания на то, что крупномасштабный ток выходит в верхние слои солнечной атмосферы, и, следовательно, должен быть связан с процессами в короне. В частности, было показано, что крупномасштабный ток связан со вспышками, поскольку его величина и временные вариации коррелируют с изменениями уровня вспышечной активности АО. Однако известно, что во вспышках выделяется лишь несколько процентов энергии непотенциальных магнит-

ных полей, выносимой в корону электрическими токами [4]. Большая же часть этой энергии расходуется на иные процессы, включая, в том числе, и нагрев коронального вещества. Таким образом, задачей исследования является установления характера зависимости между динамикой крупномасштабного электрического тока и временными вариациями температуры в короне.

Вычисление средней температуры в короне над АО осуществлялось следующим образом. Для каждого из четырех анализируемых каналов инструмента AIA/SDO [5] (131, 171, 193, 211Å) была рассчитана интегральная интенсивность ультрафиолетового (УФ) излучения. Далее, используя зависимость «функция отклика – $\lg T$ » [5] и имеющиеся значения суммарной интенсивности УФ-излучения в отдельных каналах, программно были получены данные о величине температуры, которые и являются искомым усредненным значением.

В работе исследованы три АО с разным уровнем вспышечной продуктивности – область NOAA 12192 с высокой активностью (зафиксировано несколько вспышек рентгеновского класса X), NOAA 12371 со средней активностью (вспышки рентгеновских классов C и M) и область с низкой активностью NOAA 12494. С целью минимизации ошибок в расчетах, возникающих за счет эффекта проекции, мониторинг каждой АО осуществлялся на протяжении 3-4 суток, на протяжении которых область находилась в пределах $\pm 35^\circ$ относительно центрального солнечного меридиана.

Анализ динамики крупномасштабного электрического тока и средней температуры в короне над АО показывает следующее (Рис. 1):

1. Для всех трех исследуемых АО значения средней температуры в короне вне солнечных вспышек одинаковы и равны приблизительно 1.5 МК ($\lg T = 6.2$). Поскольку величина крупномасштабного тока в анализируемых областях разная, можно предположить, что нагрев короны за счет омической диссипации крупномасштабных электрических токов идет в стационарном/квазистационарном режиме.

2. Во время солнечных вспышек рентгеновских классов M и X в областях NOAA 12192 и 12371 наблюдается рост средней температуры в короне над АО до значений 2.0-3.2 МК ($\lg T = 6.3-6.5$). Однако видно, что нарастание температуры здесь не связано непосредственно с динамикой крупномасштабного электрического тока, а обусловлено иными процессами на корональных высотах.

3. Обращает на себя внимание падение средней температуры в короне над областью NOAA 12494 в последние 6-8 часов ее мониторинга до значений в 0.2 МК ($\lg T = 5.3$). В этот же временной интервал величина крупномасштабного тока становится близкой к нулю. Данное наблюдение может указывать на возможное «выключение» механизма нагрева короны над АО посредством омической диссипации электрического тока. Однако, для подтверждения данного предположения требуется больше статистического материала.

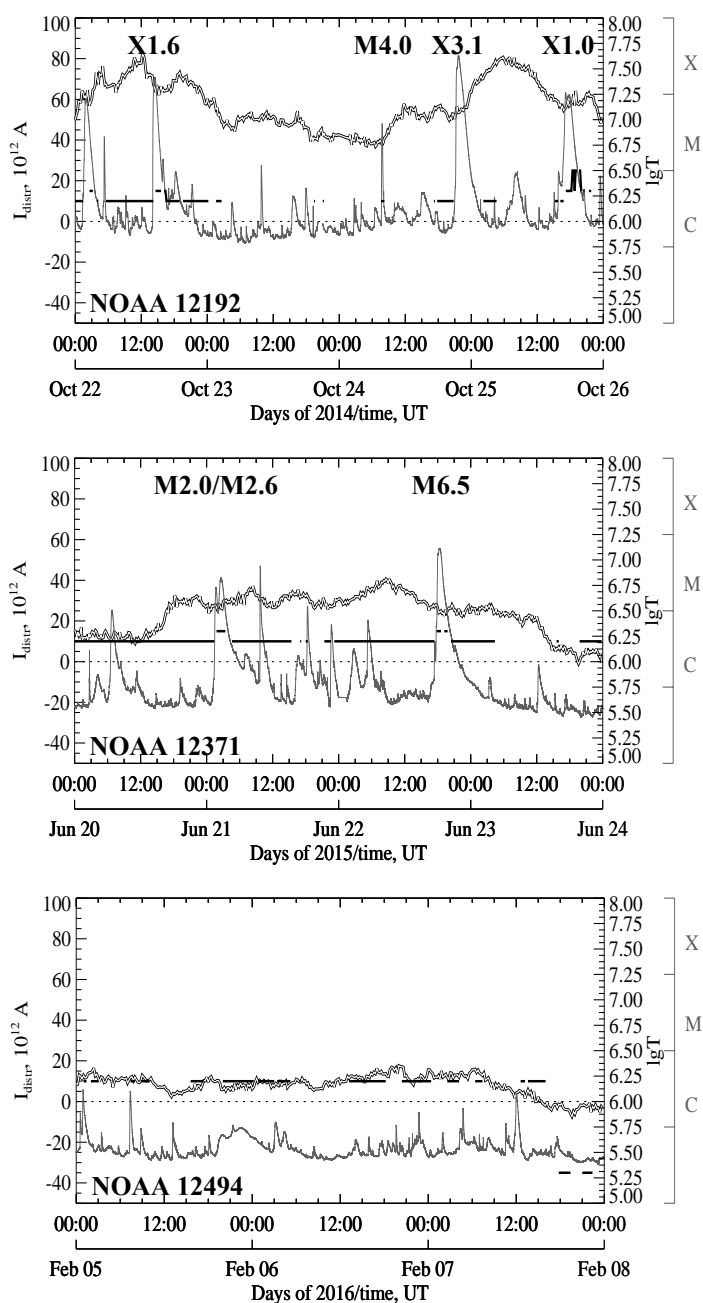


Рис. 1. Динамика крупномасштабного электрического тока (двойная кривая), средней температуры в короне над АО и потока рентгеновского излучения в диапазоне 1–8Å в исследуемых областях за время их мониторинга (по данным GOES-15). Указаны наиболее мощные вспышки, зафиксированные в АО. Тонким пунктиром отмечен нулевой уровень величины крупномасштабного тока.

Ранее [3] мы полагали, что существующий в данной области крупномасштабный ток выходит в корону над большим пятном отрицательной

Аналогично вычислению средней температуры в короне над АО, имея карты распределения интенсивности УФ-излучения в четырех анализируемых каналах и зная зависимость «функция отклика – lgT », имеется возможность попиксельного построения температурной карты для заданной области и для конкретного момента времени. Построенные таким образом карты распределения температуры в короне для моментов времени, совпадающих с началом мониторинга областей NOAA 12192 и 12371 показаны на рис. 2. На подобных картах можно увидеть корональные петельные структуры. Ближе к основанию петель температура ниже (около 1 МК), в то время как их верхние части имеют температуру в несколько миллионов Кельвинов, а отдельные участки сравнительно небольшой площади – температуру выше 10 МК ($lgT > 7.0$). Особо ценным стало обнаружение достаточно большого участка высокой температуры (> 10 МК) в короне над областью NOAA 12192 (см. рис. 2, левая нижняя панель).

полярности в хвостовой части АО и замыкается на обширной области слабых магнитных полей положительной полярности на юго-западе АО. Наши предположения были подтверждены численным моделированием [6]. Здесь же появляется возможность обнаружить канал крупномасштабного электрического тока в короне на основе наблюдательных данных путем расчета температуры на корональных высотах и обнаружения участков с высокими ее значениями.

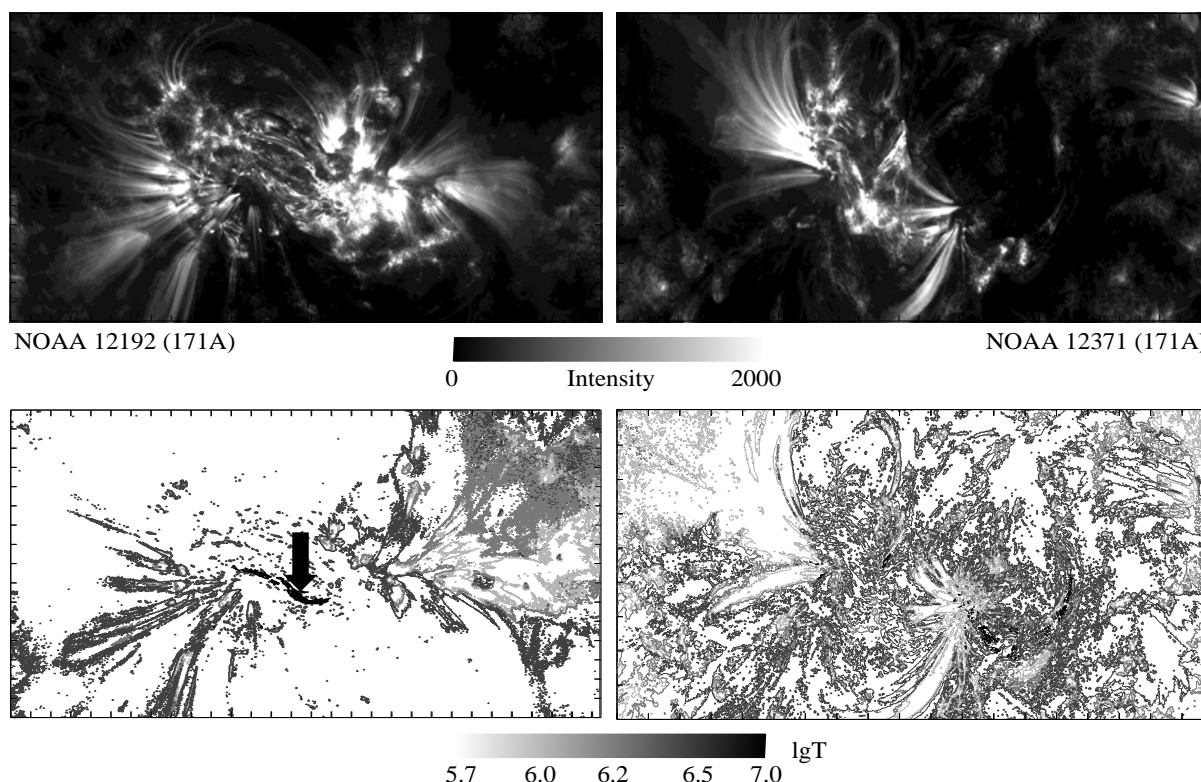


Рис. 2. Вверху – карты распределения интенсивности УФ-излучения в канале 171Å в короне над областями NOAA 12192 (слева) и 12371 (справа) на моменты времени соответственно 00:00UT 22.10.2014 г. и 00:00UT 20.06.2015 г. Внизу карты распределения температуры в короне для тех же моментов времени. Для области NOAA 12192 в центральной части заметен участок высокой (>10 МК) температуры (указано стрелкой), являющийся вероятным треком канала крупномасштабного электрического тока на корональных высотах.

Работа выполнена при поддержке грантом РФФ №22-72-00124.

Литература

1. *Spicer D.C.* 1991. In Ulmschneider P., et al. (Eds), *Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating*. Berlin: Springer-Verlag, p. 547.
2. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V.* // *Physics Uspekhi*, 2008, vol. 51, pp. 1123–1160.
3. *Fursyak Yu.A., Kutsenko A.S., Abramenko V.I.* // *Solar Phys.*, 2020, vol. 295, article id. 19.
4. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Urpo S., Pohjolainen S.* // *Astron. Astrophys.*, 1998, vol. 337, pp. 887–896.
5. *Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J., et al.* // *Solar Phys.*, 2012, vol. 275, pp. 17–40.
6. *Jiang C., Wu S.T., Yurchyshyn V.* // *Astrophys. J.*, 2016, vol. 828, article id. 62.

О СВЯЗИ СОЛНЕЧНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С РАДИОВСПЛЕСКАМИ II ТИПА

Цап Ю.Т.¹, Исаева Е.А.²

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

²Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, Украина

ON THE RELATIONSHIP SOLAR ENERGETIC PARTICLES WITH TYPE II RADIO BURSTS

Tsap Yu.T.¹, Isaeva E.A.²

¹Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia

²Institute of Radio Astronomy, Kharkov, Ukraine

Based on the solar energetic particle intensities I_p with energy $E_p > 1$ MeV obtained with the GOES satellites and the dynamic spectra of radio emission of type II radio bursts in the range of 25–180 MHz observed with Solar Radio Spectrograph, we analyze 112 proton events for the period from 24 November 2000 to 20 December 2014. The correlation between the intensity of Type II radio bursts I_i and I_p with the Pearson correlation coefficient of about 0.81 was revealed. The correlation coefficient between I_p and I_i reaches the maximum for protons with energy $E_p = 30–100$ MeV and it decreases at $E_p > 100$ MeV. This supports the idea that the non-thermal electrons responsible for type II radio bursts and solar energetic particles are generated by the same shock. The energy of relativistic particles with $E_p > 100$ MeV should be determined by acceleration processes in the region of flare energy release.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-287-290

Введение

В настоящее время считается, что солнечные космические лучи (СКЛ), состоящие в основном из протонов и электронов с энергиями от нескольких десятков кэВ до нескольких ГэВ ускоряются либо в областях вспышечного энерговыделения (в токовых слоях), либо/и на фронтах ударных волн, которые могут генерироваться как вспышками, так и выбросами корональной массы. Полученные к настоящему времени результаты не позволяют сделать однозначный вывод о доминирующем механизме ускорения [1–4], который может зависеть от энергии протонов [5–6].

Одним из наиболее надежных индикаторов ударных волн в солнечной короне являются радиовсплески II типа с отрицательным дрейфом частоты, наблюдаемые диапазоне от метровых до километровых длин волн. На динамических спектрах зачастую они состоят из двух гармонических полос. В метровом диапазоне длин волн примерно для половины радиовсплесков II типа присутствуют гармоники. Между тем вопрос об их связи с СКЛ все еще остается открытым.

Сравнительно недавно Иваи и др. [7] обнаружили, что ширина полосы гектометровых всплесков II типа на динамических спектрах и пиковые ин-

тенсивности СКЛ I_p сравнительно тесно связаны (коэффициент корреляции $r \approx 0.64$). Этот результат свидетельствует о том, что нетепловые электроны, ответственные за генерацию радиовсплесков II типа, и протоны СКЛ ускоряются одними и теми же ударными волнами. Между тем ширина полосы не может служить надежным индикатором силы ударной волны. Более надежной является относительная интенсивность радиовсплесков II типа I_i . Изучению связи между I_p и I_i посвящена настоящая работа.

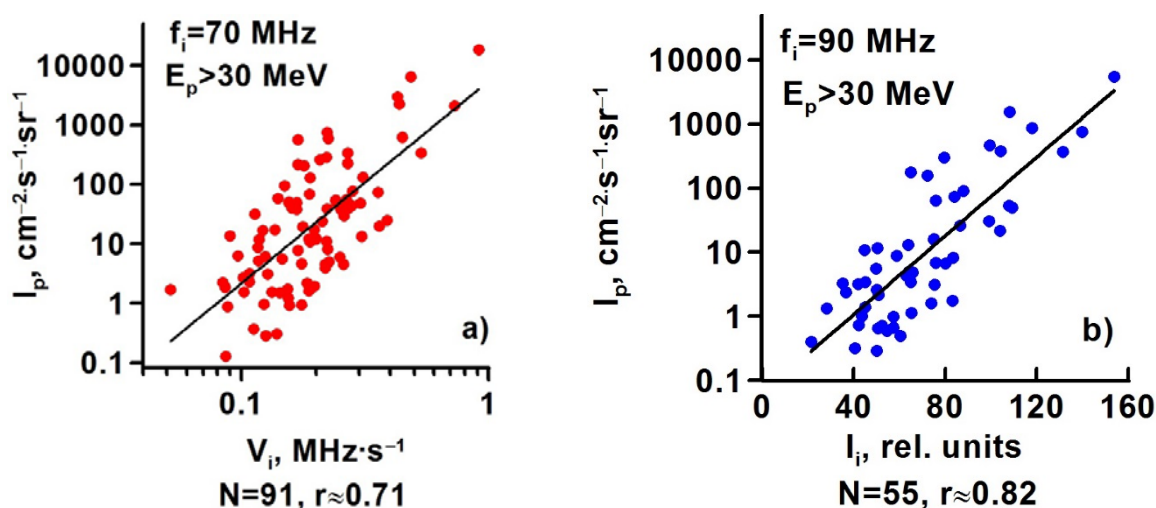


Рис. 1. а) Связь интенсивности протонов I_p и скоростью дрейфа V_i соответственно на частотах 70 ГГц. б) Связь интенсивности протонов I_p с интенсивностью радиовсплесков II типа I_i .

Наблюдения и результаты

Были проанализированы наблюдения, полученные наземной сетью RSTN (Radio Solar Telescope Network). RSTN – это всемирная сеть обслуживания Солнца, созданная Исследовательской лабораторией BBC (США) с целью мониторинга солнечных вспышек, шумовых бурь и других проявлений солнечной активности. Он включает в себя антенную систему RIMS (Radio Interference Measurement Set), а также SRS (Solar Radio Spectrograph), расположенные в различных частях Земли.

Измерения интегральных интенсивностей I_p протонных событий проводились на спутниках серии GOES. Для анализа использовались максимальные значения I_p в различных спектральных интервалах.

Мы выбрали 112 протонных событий, наблюдавшихся в период с 24 ноября 2000 г. по 20 декабря 2014 г., поскольку только для этих событий были оригинальные записи радиовсплесков II типа в диапазоне 25–180 МГц. Этим объясняется, в частности, сравнительно небольшое количество изученных протонных событий за указанный выше период. Кроме того, для некоторых очень сильных событий не всегда удавалось достаточно точно различить гармоники радиовсплесков на фоне мощного континуума (например, событие 29 октября 2003 года), поэтому такие события были

также исключены из рассмотрения. Мы идентифицировали радиоизлучения II типа, интенсивность которых равна или превышает 30% от фонового уровня. Необходимо подчеркнуть, что для всех протонных событий нулевой момент времени соответствовал началу всплеска II типа на второй гармонике на частоте 180 ГГц.

В результате детальных исследований связи потока протонов СКЛ с параметрами радиовсплесков II типа была обнаружена достаточно сильная связь интенсивности потока протонов I_p с $E_p > 30$ МэВ с интенсивностью всплесков II типа I_i . (рис.1), для которой коэффициент корреляции r на частоте $f_i = 90$ МГц оказался приблизительно равным 0.82. Причем обнаруженная связь I_p с I_i заметно превосходит корреляцию со скоростью дрейфа V_i (рис.1), которая на частоте $f_i = 90$ МГц достигает $r \approx 0.72$. Отметим, что при определении скорости частотного дрейфа мы исходили из следующей регрессионной зависимости

$$\log_{10} f_i = a \cdot \sqrt{t_i} + c,$$

где f_i – частота радиовсплеска II типа на второй гармонике в заданный момент времени t_i , a и c – линейные регрессионные коэффициенты.

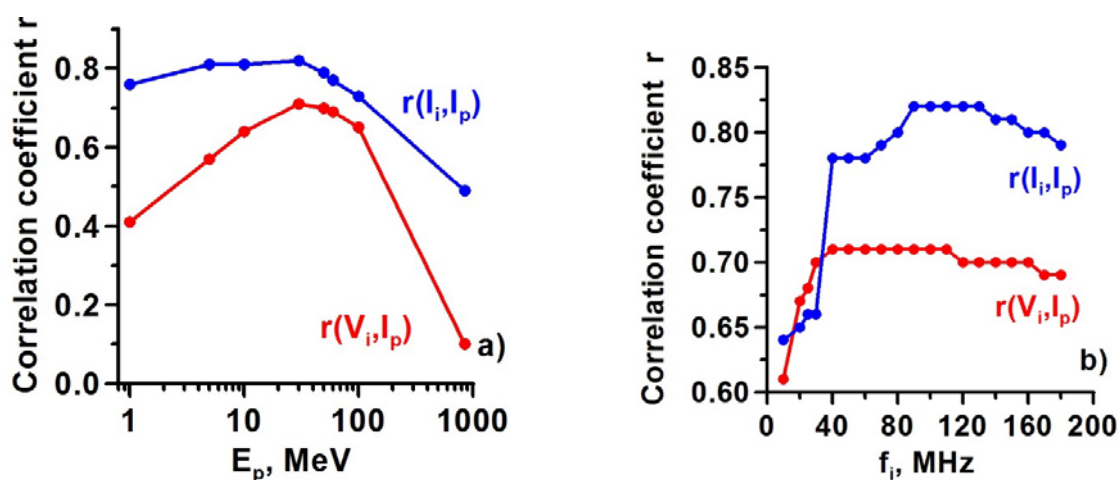


Рис. 2. а) Зависимость коэффициентов корреляции между интенсивностями I_i и I_p (синяя кривая), а также V_i и I_p (красная кривая) от энергии протонов. б) То же, что и на левом графике, но для зависимости от частоты радиовсплесков II типа f_i .

Связь коэффициентов корреляции $r(I_i, I_p)$ и $r(V_i, I_p)$ с энергией протонов $E_p = 1-850$ МэВ также была исследована. Сравнительный анализ показал, что $r(I_i, I_p)$ и $r(V_i, I_p)$ в значительной степени зависят от энергии протонов E_p . На рис. 2 видно, что наибольшая связь наблюдается для умеренно релятивистских протонов с $E_p > 1-60$ МэВ и резко уменьшается для протонов с энергией $E_p > 100$ МэВ. Это свидетельствует об определяющем вкладе в ускорение протонов процессов вспышечного энергвыделения, что хорошо согласуется с некоторыми результатами [8].

Выводы

Кратко сформулируем основные выводы работы.

1. Проведен детальный анализ связи интенсивности I_i и скорости дрейфа V_i радиовсплесков II типа от интенсивности протонов СКЛ I_p с энергией $E_p > 1$ МэВ.

2. Установлено, что максимальные коэффициенты корреляции между I_i и I_p , а также между V_i и I_p приблизительно равны 0.82 и 0.71, что свидетельствует в пользу ускорения протонов с $E_p < 100$ МэВ и нетепловых электронов, генерирующих радиовсплески II типа, на одних и тех же ударных волнах.

3. Зависимость поведения коэффициентов корреляции $r(I_i, I_p)$ и $r(V_i, I_p)$ от E_p свидетельствует в пользу ускорения протонов с $E_p > 100$ МэВ в области вспышечного энерговыделения.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (N20-52-26006), РФФ (No. 22-12-0030) и Минобрнауки (НИР №0831-2019-0006).

Литература

1. *Gopalswamy N., Yashiro, S., Michalek G. et al. // ApJ., 2002, 572, 103.*
2. *Cliver E.W., Kahler S.W., Reames D.V. // ApJ, 2004, 605, 902.*
3. *Cliver E.W. // Proc. IAU Symp., 2009, 257, 401.*
4. *Reames D.V. // Space Science Rev., 2015, 194, 303.*
5. *Trottet, G., S. Samwel K.-L. Klein et al. // Solar Phys., 2015, 290, 819.*
6. *Dierckxsens M., Tziotziou K., Dalla S. et al. // Solar Phys. 2015, 290, 841.*
7. *Iwai K., Yashiro S., Nitta N.V., Kubo Y. // ApJ, 2020, 888, 50.*
8. *Kiselev V.I., Meshalkina N.S., Grechnev V.V. // Solar Phys., 2022, 297, 53.*

СУБ-ТЕРАГЕРЦОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗВЕЗДНЫХ ВСПЫШЕК

Цап Ю.Т.¹, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.²

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

SUB-TERAHERTZ EMISSION FROM FLARING STARS

Tsap Yu.T.¹, Stepanov A.V.², Kopylova Yu.G.²

¹*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

A comparative analysis of flares on red dwarf Prox Cent was carried out. ALMA observations show that sub-terahertz radiation from stars is an order of magnitude greater than typical values observed on the Sun. Besides, flaring stars have decreasing with increasing frequency spectral flux and a relatively high degree of linear polarization. This suggests on the synchrotron origin of sub-terahertz emission and the effective acceleration of ultra-relativistic electrons. Possible reasons for the weak relationship between radio-, optical, and X-ray stellar flare radiation are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-291-294

Введение

Красные карлики – наиболее распространенные звезды Галактики, обладающие с высокой долей вероятности планетами, сопоставимыми по размерам с Землей в зоне обитаемости. Хотя вспышки на Солнце и звездах имеют много общего, тем не менее, энергия звездных вспышек зачастую на несколько порядков превосходит солнечные, а светимость звезд в ходе вспышечного энерговыделения может возрасти в десятки раз. При этом звездные вспышки происходят гораздо чаще солнечных, и, в отличие от последних, зачастую корреляция временных профилей вспышечного излучения в различных волновых диапазонах не обнаруживается [1, 2]. Это предполагает, что механизмы энерговыделения и излучения, несмотря на общую магнитную природу звездных и солнечных вспышек, существенно различаются.

Среди красных карликов особе место занимает Проксима Центавра (Prox Cent) – ближайшая к нам звезда спектрального класса M5.5 с периодом вращения около 83 дней [3]. Этот типичный красный карлик ($T_{eff} = 3040$ К, $M_{star} = 0.12M_{sun}$, $R = 0.15R_{sun}$) является полностью конвективной звездой и характеризуется частыми рентгеновскими вспышками. В частности, темп возникновения мощных вспышек, превосходящих в 10 раз уровень излучения в спокойном состоянии, составляет одно событие за несколько дней [3–7]. При этом постоянная рентгеновская переменность на уровне шумов, вероятно, связана со слабыми вспышками. Обратим также внимание на обнаруженную на спутнике XMM-Newton сильную рентге-

новскую вспышку на Prox Cent длительностью 10 мин с пиковой светимостью 3.9×10^{28} эрг/с и полной энергией в мягком рентгеновском диапазоне 5×10^{32} эрг [4].

В оптике частота возникновения вспышек имеет приблизительно ту же частоту возникновения, что и в мягком рентгене – несколько вспышек в день. Причем, согласно оценкам [7], экстраполяция предполагает 8 супервспышек в год с энергией $> 10^{33}$ эрг.

Заметный прогресс в понимании природы звездных вспышек может быть достигнут благодаря наблюдениям в суб-терагерцовом (суб-ТГц) диапазоне. Однако в этом случае следует ожидать, что потоки радиоизлучения будут достаточно малы. Это предполагает необходимость использования инструментов с высокой чувствительностью, в частности, таких как ALMA (Atacama Large Millimeter Array).

Наблюдения и интерпретация

Рассмотрим суб-ТГц вспышку Prox Cent (рис. 1), наблюдавшуюся на ALMA 24 марта 2017 г., которая длилась около одной минуты, а спектральный поток излучения достигал $L = 100$ мЯн [1], что соответствует 2×10^{14} (эрг/с)/(см² Hz) (см. также [8]).

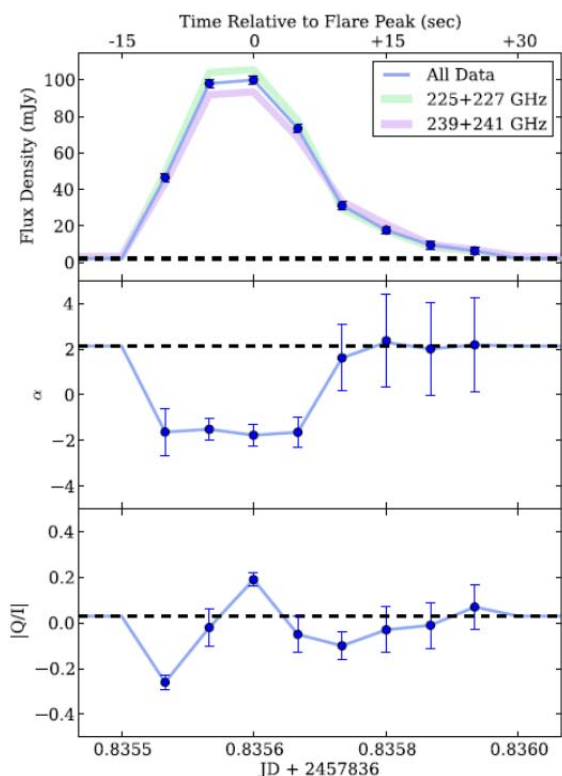


Рис. 1. Временные профили вспышки 24 марта 2017 г. на Prox Cent для плотности потока излучения F_ν (верхняя панель): спектрального индекса α ($F_\nu \sim \nu^\alpha$, средняя панель) и линейной поляризации $|Q/I|$ (нижняя панель). Пунктирная линия соответствует фоновым значениям. На верхней панели изображены плотности потока для спектральных окон 225+227 ГГц и 239+241 ГГц, а также полного окна. Рисунок взят из работы [1].

Полученные характеристики суб-ТГц излучения: отрицательный показатель спектра $\alpha \approx -1.8$ и линейная поляризация ($\approx 20\%$) свидетельствуют в пользу синхротронной природы суб-ТГц излучения. Выполним некоторые оценки.

Максимум синхротронного излучения релятивистского электрона с полной энергией E приходится на частоту [9]

$$\nu \approx 1.2 \times 10^6 B \gamma^2 \text{ [Гц]}, \quad (1)$$

где $\gamma = E/(mc^2)$ – Лоренц-фактор ($mc^2 = 511$ кэВ – энергия покоя электрона), B [Гс] – магнитное поле. Тогда, из уравнения (1) нетрудно получить выражение

$$\gamma \approx 10^{-3} \sqrt{\nu/B}. \quad (2)$$

Полагая частоту $\nu = 2.3 \times 10^{11}$ Гц и $B = 10^3$ Гс, из (2) получим $\gamma \approx 15$, что соответствует энергии электрона $E \approx 7.5$ МэВ.

Скорость синхротронных потерь энергии равна [10]

$$dE/dt = 1.6 \times 10^{-15} B^2 \gamma^2 \text{ [эрг/с]}. \quad (3)$$

Следовательно, согласно (1) и (3), характерное время потерь

$$\tau_s \approx E/(dE/dt) \approx 7.5 \times 10^{20}/(\nu B) \text{ [с]}. \quad (4)$$

Полагая $E = 10$ МэВ и магнитное поле $B = 10^3$ Гс, получим $\tau_s \approx 50$ с, что хорошо согласуется с длительностью наблюдаемых суб-ТГц всплесков на Prox Cent.

В предположении квази-изотропного распределения релятивистских электронов число энергичных частиц N_s с учётом (4) можно оценить как $N_s \approx L/(dE/dt) \approx \hat{L} \tau_s / E$, где \hat{L} – светимость в суб-ТГц диапазоне. Положив $\hat{L} \approx Lv \approx 5 \times 10^{25}$ эрг/(см²с) [9], $E = 10$ МэВ ($\approx 1.7 \times 10^{-5}$ эрг) и $\tau_s = 50$ с, из последнего выражения находим $N_s \approx 1.5 \times 10^{32}$. Полученная оценка числа релятивистских электронов представляется вполне адекватной. Действительно, полное число тепловых электронов, содержащихся в источнике, можно оценить как $N_{th} \sim nl^3 \sim 3 \times 10^{40}$ (мы приняли характерный масштаб $l = 3 \times 10^9$ см³, а концентрацию тепловых электронов $n = 10^{12}$ см⁻³, что более чем на восемь порядков больше N_s . За ускорение ультрарелятивистских электронов могут быть ответственны, например, супердрайсеровские электрические поля, генерируемые в частично ионизованной плазме [10].

Обсуждение и выводы

Обратим внимание еще на два суб-ТГц события, наблюдавшихся на Prox Cen с помощью ALMA, а именно, 1-го и 6-го мая 2019 г. [2, 8]. Благодаря многоволновым наблюдениям были установлены два важных обстоятельства. Во-первых, событие 1 мая 2019 г. не сопровождалось радиоизлучением на частотах меньших нескольких ГГц, несмотря на хорошую корреляцию с ультрафиолетовыми данными, полученными на космическом телескопе «Хаббл». Во-вторых, для события 6 мая 2019 г. какой-либо убедительной связи с мягким рентгеновским излучением выявить не удалось.

Таким образом получены свидетельства о слабой связи между суб-ТГц, мягким рентгеновским и дециметровым радиоизлучением, что противоречит стандартной модели солнечных вспышек, предполагающей тесную корреляцию между данными типами излучений.

На наш взгляд, такие особенности излучения можно объяснить тем, что основной процесс вспышечного энерговыделения на Prox Cent происходил в более плотных, чем на Солнце, слоях солнечной атмосферы. Во-первых, это объясняет отсутствие низкочастотного радиоизлучения, поскольку при концентрации тепловых электронов $> 10^{10} \text{ см}^{-3}$ излучение на частотах $< 1 \text{ ГГц}$ не может выйти из источника. Во-вторых, ввиду высокой плотности плазмы и, соответственно, больших радиационных потерь, нагрев плазмы до высоких температур в области ускорения/энерговыделения заряженных частиц оказывается проблематичным. Действительно, если принять поток энергии электронов $F = 10^{11} \text{ эрг}/(\text{см}^2\text{с})$ [11] и характерный масштаб взаимодействия ускоренных электронов с плазмой $h = 10^8 \text{ см}$, то скорость нагрева $Q_h \approx F/h \approx 10^3 \text{ эрг}/(\text{см}^3\text{с})$. В свою очередь, радиационные потери $Q_r \approx 3.6 \times 10^{-22} n n_H \text{ эрг}/(\text{см}^3\text{с})$, где n_H – концентрация атомов водорода или протонов [12], то при $n = n_H = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ получим $Q_r \approx 4 \times 10^2 \text{ эрг}/(\text{см}^3\text{с})$. Поскольку $Q_r \sim Q_h$, ускоренные в плотной плазме электроны едва ли смогут прогреть вещество до высоких температур, а значит, корреляция между суб-ТГц и мягким рентгеновским излучением будет нарушена.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ (N20-52-26006), РФФ (No. 22-12-0030) и Минобрнауки (НИР №0831-2019-0006).

Литература

1. MacGregor M.A., Weinberger A.J., D.J. Wilner D.J. et al. // ApJ, 2018, 855, L2.
2. MacGregor M.A., Weinberger A.J., L.R.O. Parke et al. // ApJ, 2021, 911, 25.
3. Haisch, B.M., Linsky, J.L., Bornmann, P.L. et al. // ApJ, 1983, 267, 280.
4. Güdel M., Audard M., Reale F. et al. // A&A, 2004, 416, 713.
5. Fuhrmeister, B., Lalitha, S., Poppenhaeger K. et al. // A&A, 2011, 534, A133.
6. Kowalski A.F., Mathioudakis M., Hawley S.L. et al. // ApJ, 2016, 820, 95.
7. Davenport J.R.A., Kipping D.M., Sasselov D. et al. // ApJL, 2016, 829, L31.
8. Howard W. S., MacGregor M.A., Osten R. et al. eprint arXiv:2209.05490.
9. Гинзбург В.Л., Сыроватский С.И. – Происхождение космических лучей. – М.: АН СССР, 1963, 384 с.
10. Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V., Stepanov A.V. // Solar Phys., 2016, 291, 3451.
11. Namekata K., Maehara H., Sasaki R et al. // PASJ, 2020, 72, 68.
12. Пруст Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. – М: Мир, 1985, 592 с.

**КОРОНАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В МОДЕЛЯХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК
С ВЕРТИКАЛЬНЫМ ТОКОВЫМ СЛОЕМ:
НАБЛЮДЕНИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ**

Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е.

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

**CORONAL HARD X-RAY SOURCES IN SOLAR FLARE MODELS
WITH A VERTICAL CURRENT SHEET:
OBSERVATIONS AND SIMULATION**

Shabalin A.N., Ovchinnikova E.P., Charikov Yu.E.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

The relaxation of the helmet-shaped magnetic structure initially extended in the direction of the current sheet to a closed structure is accompanied by a longitudinally and transverse contraction of the magnetic loop, which, in turn, leads to betatron acceleration and first-order Fermi acceleration. We have analyzed the evolution of a similar magnetic field configuration of solar flares in the hard X-ray energy range. The analysis of solar flares SOL2013-05-13T02:12 (X1.7), SOL2013-05-13T16:04 (X2.8) shows: there's no height increase of the coronal X-ray source at the initial stage of the flare; negative correlation between the size of the local source and the X-ray flux in the flare; separation of centroids of local sources in different energy ranges; high brightness of the coronal source at the early stage of the flare. We also analyzed the efficiency of secondary (additional) acceleration of electrons from energies of the order of 100 keV (primary acceleration in the current sheet) to MeV energies as a result of Fermi and betatron acceleration mechanisms. The calculations show that the additional acceleration that occurs during the relaxation of the magnetic field increases the fraction of high-energy electrons by 1-3 orders of magnitude.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-295-298

1. Введение

В атмосфере Солнца, в активных областях, возможны конфигурации магнитных полей с вертикальным токовым слоем [1]. Релаксация первоначально вытянутой в направлении токового слоя шлемовидной магнитной структуры к замкнутой структуре сопровождается продольно поперечным сокращением магнитной петли, что, в свою очередь, приводит к бетатронному и ускорению Ферми первого рода. В работе проведен анализ наблюдательных проявлений эволюции подобной конфигурации магнитных полей во время предвспышечной и начальной фазы солнечных вспышек в жестком рентгеновском (ЖР) диапазоне энергий. Произведен численный расчет излучения в модели коллапсирующих ловушек [2–4] как одной из возможных моделей, способной объяснить наблюдаемые характеристики ЖР источников.

2. Событие SOL2013-05-13T02:12 (X1.7).

Изменение высоты и площади источников ЖР излучения

Для лимбовых вспышек SOL2013-05-13T02:12 и SOL2013-05-13T16:04 на начальной фазе наблюдается уменьшение высоты в пределах 5 арксекунд локального источника и его последующий подъем на 25–30 арксекунд. Для источников в диапазонах до 25 кэВ стоит отметить их пространственное разделение: источники в более жестких диапазонах располагаются выше источников меньших энергий. Для рассмотренных вспышек разделение между источниками 6–10 кэВ и 25–30 кэВ составляет ≈ 5 арксекунд. Пример для SOL2013-05-13T02:12 приведен на рисунке 1.

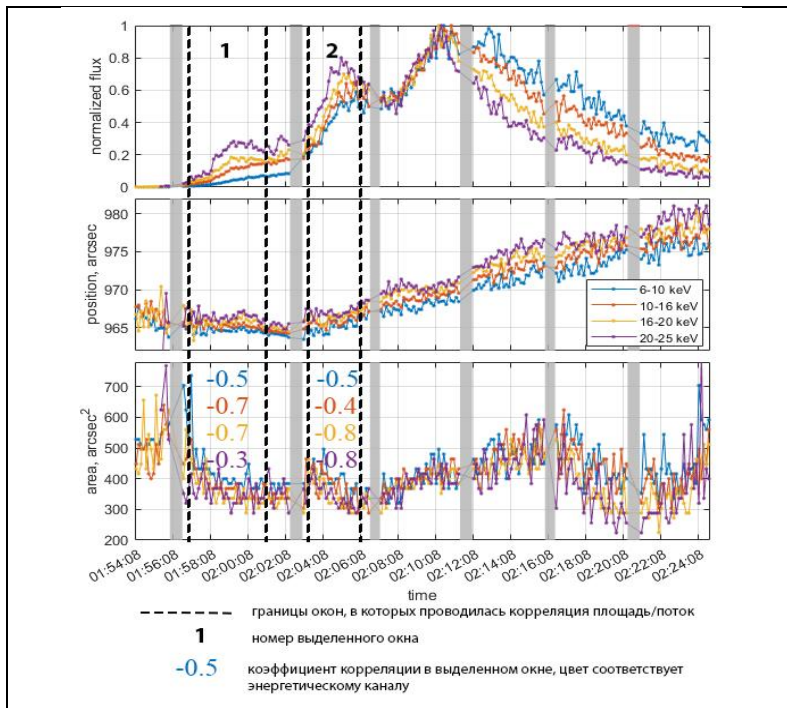


Рис. 1. Верхняя панель – нормированный поток ЖР излучения, энергетические каналы указаны на рисунке; средняя панель – изменение высоты источника; нижняя панель – изменение площади источника. На рисунке указаны коэффициенты корреляция потока и изменения площади для разных энергетических каналов, корреляция проведена в двух интервалах на фазе роста потока излучения.

Для фазы роста потока в двух интервалах, соответствующих уменьшению высоты источника и росту, рассчитывалась корреляция площади источника и потока излучения. На временных интервалах с интенсивным ростом потока наблюдается отрицательная корреляция, коэффициенты для SOL2013-05-13T02:12 приведены на рисунке. Подобное изменение высоты и площади ЖР источников в разных энергиях ожидается в модели коллапсирующих ловушек.

3. Спектр временных задержек в модели коллапсирующих ловушек

Энергетические спектры и спектры временных задержек из локальных областей вспышечной петли и их эволюция во времени определяются динамикой ускоренных электронов, параметрами вспышечной плазмы, динамикой изменения магнитного поля. По данным RHESSI построены спектры временных задержек ЖР излучения из оснований и вершины петли для вспышки SOL2013-05-13T16:04 (X2.8) с энергиями >30 кэВ с

триема локальными источниками. Спектры задержек локальных ЖР источников из оснований оказались растущими (см. боксы 0 и 1 на рис. 2), начиная с 35 кэВ. Величина задержек варьировалось в пределах 200 мс.

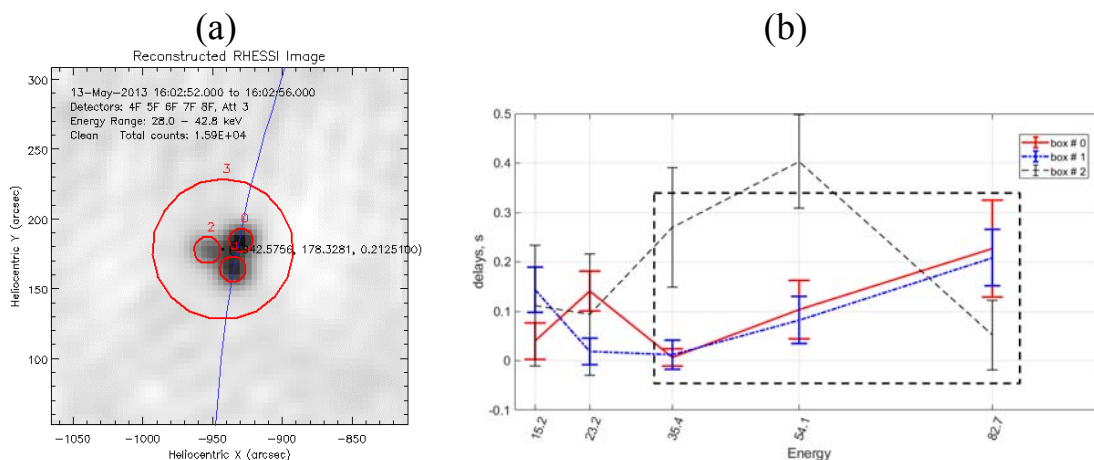


Рис. 2. Спектры временных задержек для SOL2013-05-13T16:04.

На рисунке 3 представлены расчетные спектры временных задержек ЖР излучения для локальных областей магнитной петли, полученные в модели кинетики ускоренных электронов [5] для релаксирующего, по модельно заданному закону, магнитного поля. Инжекция ускоренных электронов происходила в вершину коллапсирующей петли в виде импульса длительностью 6 с. На панели 3а представлены спектры задержек для модели с анизотропной инжекцией и жестким энергетическим спектром электронов $\delta = 3$, а на панели 3b для изотропной модели с мягким энергетическим спектром $\delta = 7$. Отметим, что в обеих моделях времена задержек составляют от сотен миллисекунд до нескольких секунд, форма растущая.

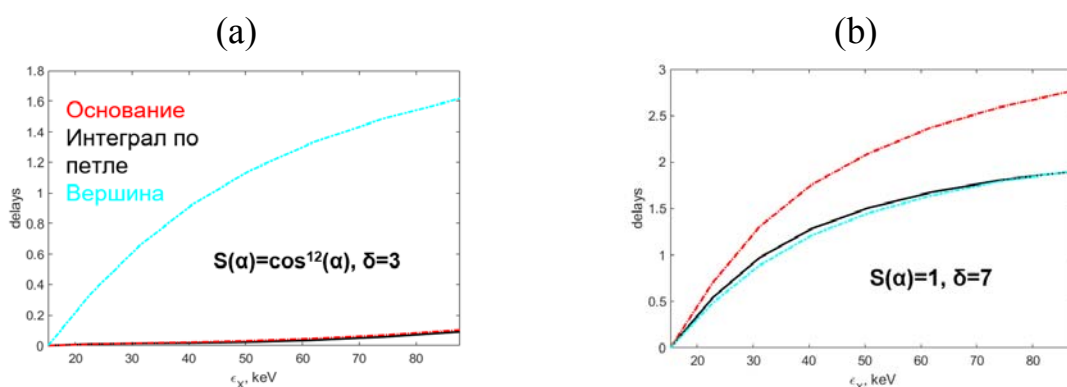


Рис. 3. Временные задержки для анизотропной (а) и изотропной (b) инжекции ускоренных электронов в модели коллапсирующих ловушек.

В модели анизотропной инжекции спектр задержек в вершине и основаниях магнитных петель (красные кривые) растущий, а значит, не определяется временем пролета электронов, но, в то же время не следует и

закону $E^{3/2}$, характерному для моделей с захватом и высыпанием ускоренных электронов в случае кулоновского рассеяния. Величина задержек не превышает 100 мс в основаниях и 1,5 с в вершине. В модели коллапсирующих ловушек подобный характер спектра задержек объясняется эффективным захватом электронов (высоким пробочным отношением) и быстрым ростом концентрации плазмы в петле из-за ее сжатия (сохранение магнитного потока).

4. Заключение

Анализ ЖР излучения солнечных вспышек SOL2013-05-13T02:12 (X1.7), SOL2013-05-13T16:04 (X2.8), в активной области 11748 на лимбе позволяет сделать следующие выводы: обнаружено отсутствие увеличения высоты коронального ЖР источника над лимбом на начальной стадии вспышки, получена отрицательная корреляция размера локального источника и ЖР потока во вспышке, отмечены разделение центроидов локальных источников в разных диапазонах энергий и высокая яркость коронального источника на ранней стадии вспышки. Проведен анализ эффективности вторичного доускорения электронов от энергий порядка 100 кэВ (первичное ускорение в токовом слое) до МэВных энергий в результате Ферми и бетатронного механизмов ускорения в процессе релаксации магнитного поля. С этой целью было численно решено нестационарное релятивистское кинетическое уравнение для функции распределения ускоренных электронов в плазме и магнитном поле, характеристики которых меняются во времени в результате процесса релаксации магнитных структур. Результаты расчетов показывают, что дополнительное ускорение, возникающее при релаксации магнитного поля, увеличивает долю высокоэнергичных электронов на 1-3 порядка.

Работа Шабалина А.Н. поддержана Грантом РФФ № 20-72-10158

Литература

1. *Lin J., Forbes T.G.* // Journal of Geophysical Research: Space Physics, 2000, 105 (A2) 2375–2392.
2. *Bogachev, S.A., & Somov, B.V.* // Astronomy Reports, 2001, 45 (2), 157-161.
3. *Karlický, M., & Kosugi, T.* // Astronomy & Astrophysics, 2004, 419 (3), 1159-1168.
4. *Somov, B., & Kosugi, T.* // The Astrophysical Journal, 1997, 485 (2), 859-868.
5. *Shabalin, A.N., Charikov, Y.E. & Sharykin, I.N.* // The Astrophysical Journal, 2022, 931, 27.

ТЕНДЕНЦИИ СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ UVB-UVA (арх. СЕВЕРНАЯ ЗЕМЛЯ)

Шаповалов С.Н.

Арктический и Антарктический НИИ, Санкт-Петербург, Россия

SOLAR RADIATION TRENDS IN THE RANGE UVB-UVA (arch. SEVERNAYA ZEMLYA)

Shapovalov S.N.

Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia

According to the results of observations of solar radiation in the range NUV297–330 nm at the Northern Earth arch, a long-term trend has been revealed, which is due to a change in the average (global) magnetic field of the Sun. The obtained estimate of the relationship between the intensity of ultraviolet radiation and the change in the magnitude of the Sun's magnetic field, which affects the absolute magnitude of the magnetic field modulus at the observation point, indicates a global relationship between atmospheric and heliogeophysical processes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-299-302

Изменения климата Земли, обусловленные различными процессами перераспределения тепла между регионами планеты, а также влиянием спектральной светимости Солнца (Solar Spectral Irradiance, SSI) на разные уровни атмосферы, зависят в т.ч. от длиннопериодной вариации излучения UVB(280–315 nm)-UVA(315–400 nm). Отмеченная тенденция UVB-UVA характеризуется изменением среднего магнитного поля Солнца (Mean Solar Magnetic Field, MF) [1]. В частности, на рис. 1 представлено сравнение среднегодовых значений MF с излучением $\lambda 315$ nm (<https://lasp.colorado.edu/home/sorce/>) в 24 цикле СА (2008–2017 гг.) Линия $\lambda 315$ nm выбрана как эритемная граница диапазонов UVB и UVA.

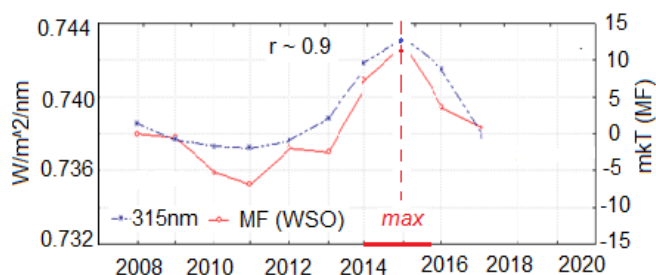


Рис. 1. Сравнение среднегодовых значений излучения в линии $\lambda 315$ nm (<https://lasp.colorado.edu/home/sorce/>) и среднего магнитного поля Солнца (<http://wso.stanford.edu>) в 24 цикле солнечной активности.

Межпланетное магнитное поле (IMF), определяемое MF, оказывает влияние на магнитосферу при участии SSI в области UV. В этой связи представляет интерес предварительная оценка связи абсолютной величины магнитного поля (F) с излучением UVB-UVA в пункте наблюдений. Таким

пунктом был выбран научно-исследовательский стационар "Ледовая база Мыс Баранова", расположенный на арх. Северная Земля (N 79°17' E 101°37'), где проводится мониторинг излучения UVB-UVA на участке NUV297–330 nm совместно с измерениями F (nT). Программа мониторинга выполняется с помощью оптоволоконного спектрометра AvaSpec-2048 и магнитометра POS-1 (процессорного оверхаузеровского датчика), соответствующего стандарту международной сети обсерваторий Intermagnet (<https://intermagnet.github.io>) [2]. Наблюдения проводились в интервале минимума 24–25 циклов СА с 01.03.2019 г. по 31.08.2019 г. В процессе обработки данных получены ряды среднесуточных величин F и суточных максимумов int297–330 nm. Временное сопоставление рядов, представленное на рис. 2а, показало тесную связь сезонной динамики факторов ($r \sim -0.8$).

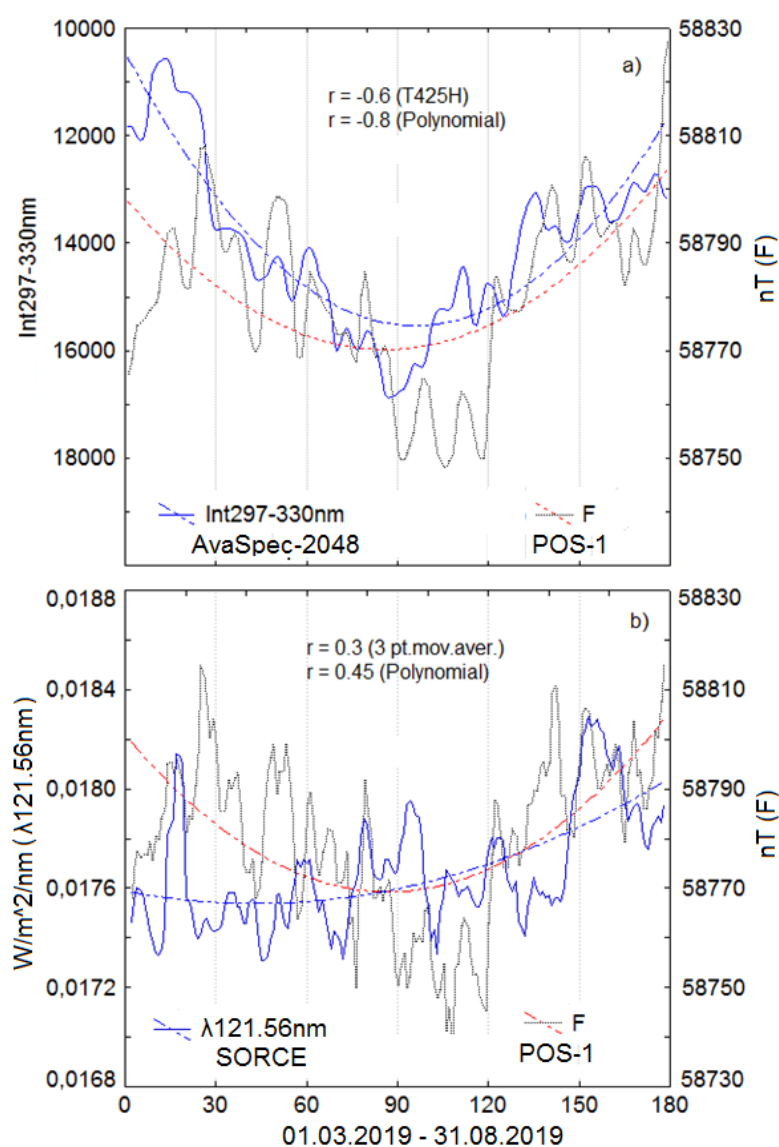


Рис. 2. Сравнение абсолютной величины магнитного поля (F) на арх. Северная Земля (N 79°17' E 101°37') с интенсивностью NUV297–330 nm (AvaSpec-2048) – (а) и излучением L_{α} (SORCE) – (б) за период сезонных наблюдений с 01.03.2019 г. по 31.08.2019 г.

По ординатам графика можно определить вклад int.297–330 nm в суммарную величину магнитного поля Земли (МПЗ):

- главное магнитное поле	~ 50000	nT
- магнитные бури	$\sim 1000^3$	nT
- электродвигатели летательных аппаратов	~ 400	nT
- излучение $NUV297–330 nm$	~ 80	nT
- магнитные вариации	~ 60	nT
- поля от электрических токов в ионосфере	~ 20	nT

На рис. 2б представлено сравнение F с интенсивностью излучения L_α ($\lambda 121.56 nm$). Можно видеть значительное отличие сезонной динамики L_α от динамики int.297–330 nm , в т.ч. по знаку корреляции (положительный). Этот факт указывает на нетривиальность участка EUV в глобальной связи МПЗ с изменением SSI.

На рис. 3 представлено сравнение F и MF за тот же интервал наблюдений, показывающее идентичность хода факторов ($r \sim 0.8$) и фазовое соответствие вариаций на участке до летнего солнцестояния.

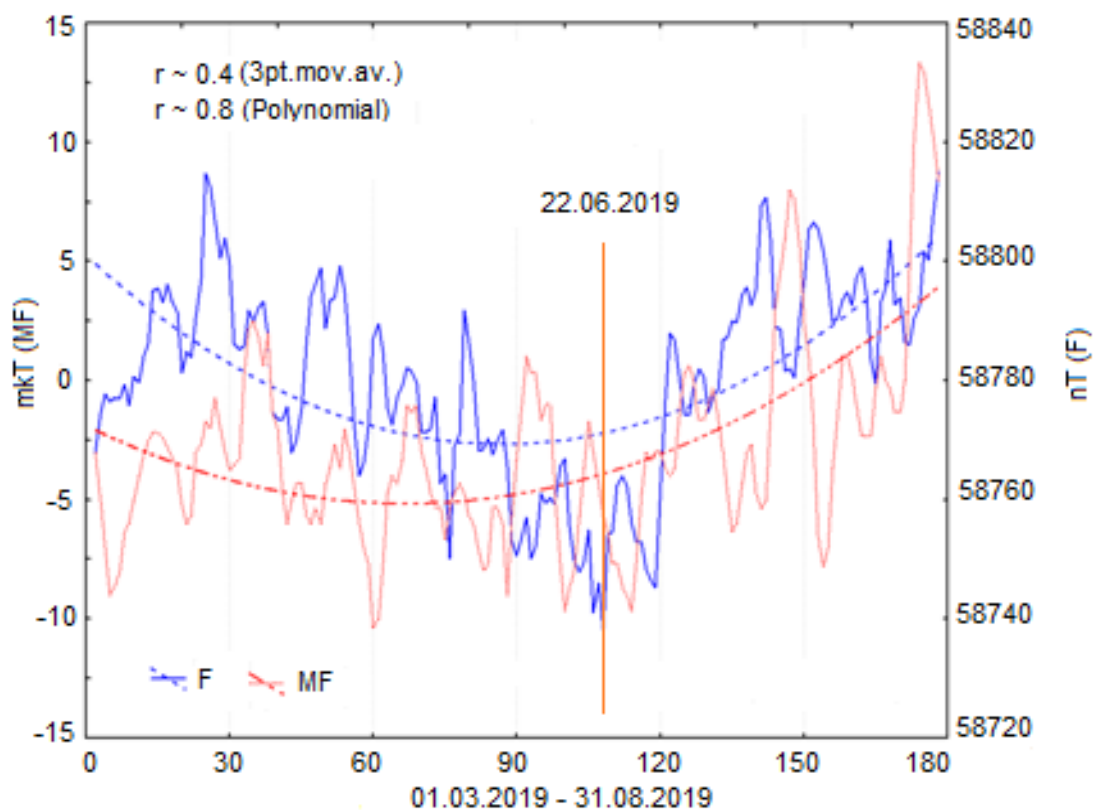


Рис. 3. Сравнение абсолютной величины магнитного поля (F) в пункте $N79^{\circ}17' E101^{\circ}37'$ (арх. Северная Земля) с изменением среднего магнитного поля Солнца (MF) за период с 01.03.2019 г. по 31.08.2019 г.

Представленные рисунки показывают, что солнечное излучение UVB-UVA оказывает существенное воздействие на абсолютную величину маг-

нитного поля в пункте наблюдений (рис. 2а), в отличие от экстремального ультрафиолета (рис. 2б). Механизм выявленного эффекта не изучен. Вклад излучения int.297–330 nm в суммарную величину магнитного поля Земли составляет $\sim 80 \text{ nT}$, что превышает значение магнитных вариаций ($\sim 60 \text{ nT}$).

Литература

1. *Shapovalov, S.N.* Dependence of UVB-UVA Solar Radiation in the 280–400 nm Range on Changes in the Total Magnetic Field of the Sun. *Russ. Meteorol. Hydrol* 46, 212–216 (2021). DOI: 10.3103/S1068373921030110
2. *Шаповалов С.Н., Ю.Г. Турбин, В.И. Иванов, И.В. Москвин.* Результаты наблюдений солнечного УФ-излучения и магнитного поля Земли в высоких широтах Арктики / Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2021». Сб. трудов конф. / Под ред. А.В. Степанова, Ю.А. Наговицына. СПб: 2021. С. 309-312. DOI: 10.31725/0552-5829-2021-309-312

ЗАВИСИМОСТЬ ПОКАЗАТЕЛЕЙ РИНОСИНУСИТОВ ОТ ПРИТОКА СОЛНЕЧНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Шаповалов С.Н.¹, Федотова А.А.²

¹*Арктический и Антарктический НИИ, Санкт-Петербург, Россия*

²*Северо-Западный Государственный Медицинский Университет им. И.И. Мечникова, Санкт-Петербург, Россия*

DEPENDENCE OF RHINOSINUSITIS INDICATORS ON THE INFLUX OF SOLAR ULTRAVIOLET RADIATION

Shapovalov S.N.¹, Fedotova A.A.²

¹*Arctic and Antarctic research Institute, St. Petersburg, Russia*

²*North-Western State Medical University named after Mechnikov, St. Petersburg, Russia*

The results of the analysis of the relationship of acute and chronic rhinosinusitis in patients of the GBUZ "City Hospital 40" with the UV index and air humidity in June 2022, when the influx of solar ultraviolet reaches maximum values with the height of the Sun, are presented. By means of the UV index, the dependence of rhinosinusitis on solar radiation in the UVB-UVA range has been established, the fluctuations of which are caused by spot formation and other processes on the surface of the Sun in different cycles of solar activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-303-306

Причинами воспаления слизистой оболочки придаточных пазух носа (риносинусит) могут быть не только респираторные вирусы, к которым относятся риновирусы, коронавирусы, аденовирусы и др., но также метео и гелиофакторы, способные активировать вирусную и бактериальную среду. В работе [1] представлены результаты анализа вспышек инфекционных болезней в мире (Outbreaks of diseases in the world, ODW) за период 24 цикла солнечной активности (СА) и сделаны выводы о зависимости ODW от солнечного излучения UVB(280–315 nm). Диапазон UVB оказывают противовирусное (вирулицидное), противогрибковое (фунгицидное) и спороцидное действия в т.ч. на SARS-CoV-2, вызвавший пандемию в 2020 г. Для живой среды важной особенностью излучения UVB является поглощение квантов на участке NUV280–300 nm нуклеиновыми кислотами, что приводит к разрушению структуры ДНК и РНК. Опосредованные UVB биологические последствия включают повреждение мембран и других органелл. Для предупреждения и прогнозирования опасных для организма человека значений UVB-UVA Всемирной Организацией Здравоохранения и Всемирной метеорологической организацией разработан индекс УФ излучения (UVI), характеризующий уровень опасности по шкале от 0 до 11(+). Наряду с выводами в [1] в работе [2] показана высокая корреляция сезонных изменений отека слизистой оболочки околоносовых пазух (Total

cases of edema, TCE) с UVI и основными метеорологическими параметрами в приземном слое атмосферы. В выводах отмечается, что при отсутствии воспаления в верхних дыхательных путях физиологические изменения TCE могут рассматриваться в качестве прогностического биологического параметра, реагирующего на изменения метеопараметров. Основные заключения в [1, 2] представлены на рис. 1 в виде схемы, поясняющей зависимость вспышек инфекционных болезней в мире (ODW) и метеопараметров в приземной атмосфере от излучения UVB(280–315 nm)-UVA(315–400 nm). В схеме отмечены каналы NUV280–305 nm и NUV300–380 nm, коррелирующие с разными циклами СА [3].

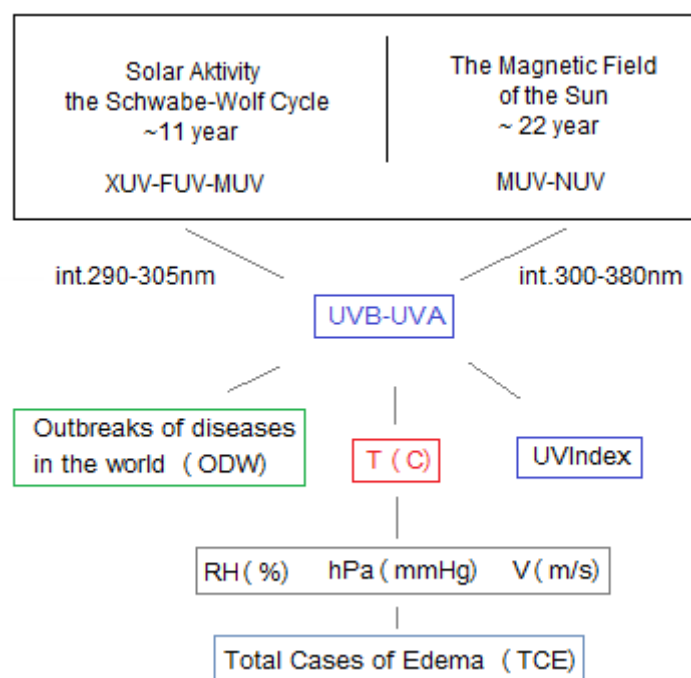


Рис. 1. Блок-схема, поясняющая зависимость вспышек инфекционных болезней в мире (ODW) и основных метеопараметров в Санкт-Петербурге от излучения UVB(280–315 nm)-UVA(315–400 nm).

Данная схема применима для Санкт-Петербурга и близких географических широт, где количество ясных дней и светового времени существенно меньше, чем в южных широтах. Кроме того, в схеме не отмечена связь ринусинуситов с притоком UVB-UVA. Для изучения этого вопроса создавался архив данных по острым (AR) и хроническим (HrR) ринусинуситам у пациентов ГБУЗ «Городская больница №40» в июне 2022 г. Анализ данных проводился по снимкам компьютерных томограмм у мужчин от 18 до 40 лет с применением шкалы Лунда-Маккея [4]. В результате анализа данных выполнялось сравнение значений Ar+HrR с UVI и RH(%). Временное сопоставление рядов показало тесную зависимость ринусинуситов от притока UV и, ожидаемо малую зависимость от RH, которая по среднесезонным значениям TCE, согласно [2], составляет не менее $r \sim -0.87$. Графиче-

ское представление сравнений дано на рис. 2. На графике "а" отчетливо видно фазовое согласование рядов на протяжении месяца (90%). На графике «б» согласование $Ag+HrH$ с $RH(\%)$ в интервале месяца не более 30%. Таким образом, представленные графики совместно результатами в работе [2] указывают на переменную зависимость риносинуситов от метео и гелиофакторов.

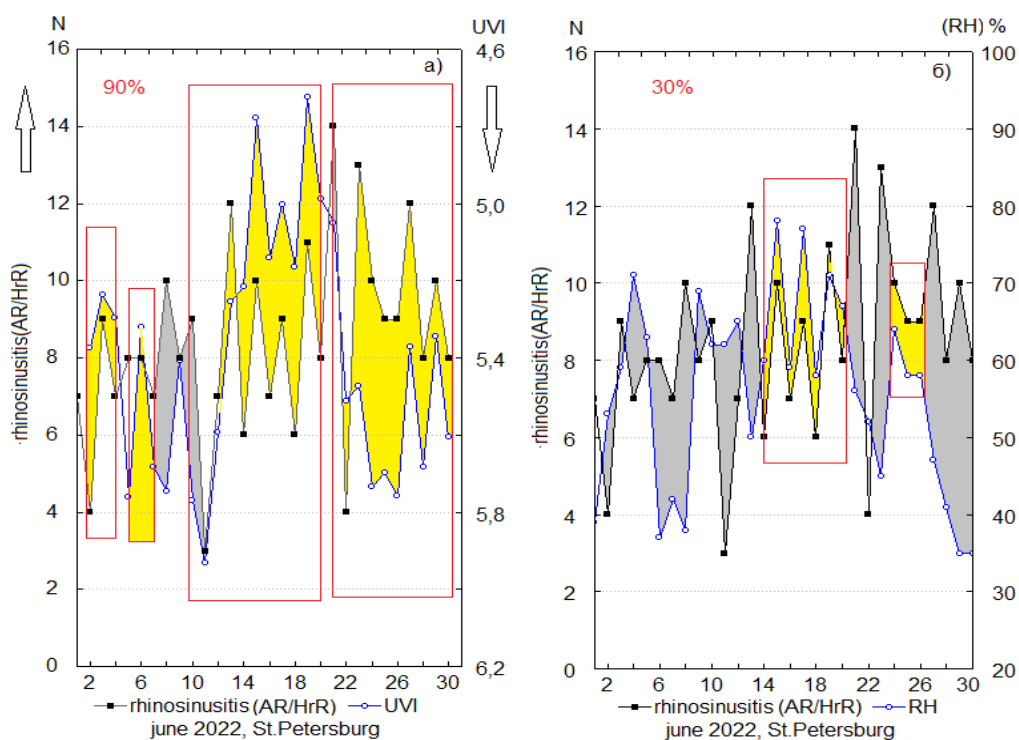


Рис. 2. Сравнение UVI (а) и влажности воздуха (RH) (б) со значением случаев острых (AR) + хронических (HrR) риносинуситов в июне 2022г. по данным ГБУЗ "Городская больница №40" (Санкт-Петербург).

Изменения UVB-UVA активно влияют на температурный режим в нижней атмосфере, где формируются градиенты и характеристики основных метеопараметров: $RH(\%)$, $V(m/s)$, $hPa(mmHg)$. Представляет интерес временное сравнение UVI с отмеченными факторами, как с индексом "число Вольфа" ("W"), что может демонстрировать последовательность связи метеофакторов с солнечной деятельностью в механизме "Солнце-нижняя атмосфера". Сравнения представлены на рис. 3 (а,б,в,г). На графике "а" отчетливо проявляется тесная зависимость UVI от индекса СА "W" с обратным знаком ($r \sim -0.7$), которая объясняется уменьшением (увеличением) интегрального излучения UVB-UVA при увеличении (уменьшении) пятнообразования на поверхности Солнца. На графике "б" также видно близкое схождение рядов $T(^{\circ}C)$ и UVI ($r \sim 0.65$). Оценки связи UVI с RH и hPa имеют меньшие значения, т.к. опосредованы температурным полем.

Таким образом, с помощью индекса "UVI" установлена закономерно-переменная зависимость риносинуситов от метеофакторов и притока UVB-

UVA. На этом основании следует вывод о противоположной статистике случаев риносинуситов в Северном и Южном полушарии.

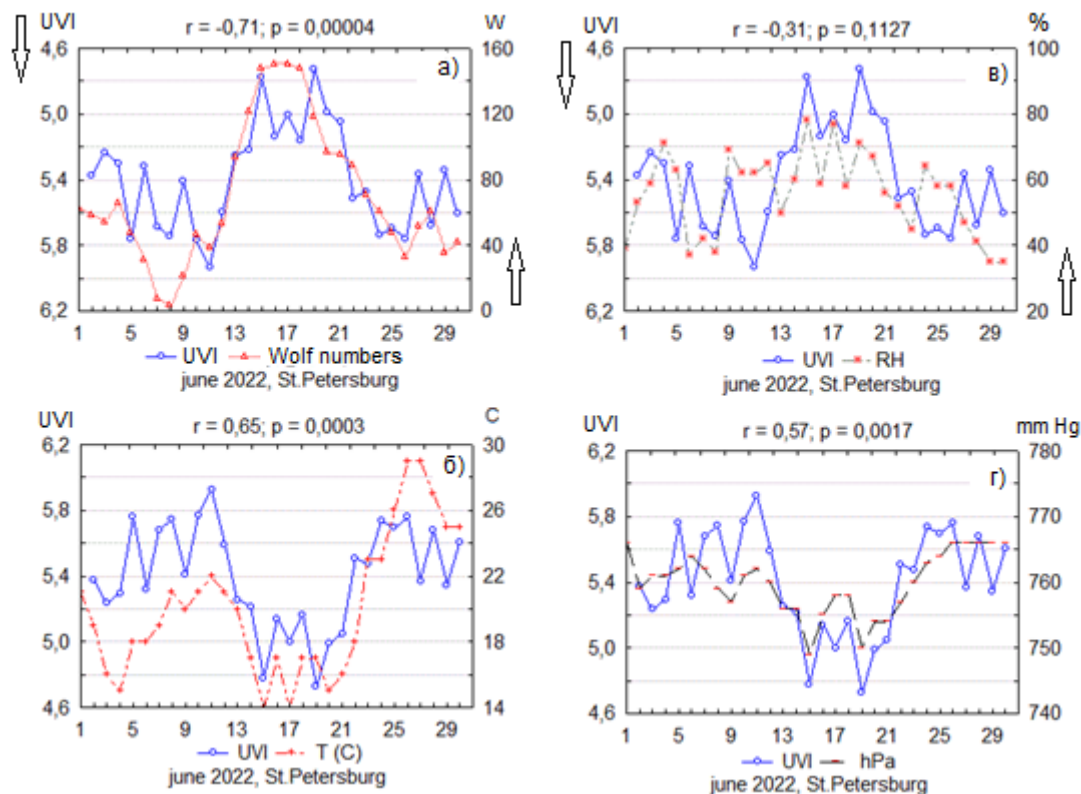


Рис. 3. Сравнение изменений уровня UVI с индексом "число Вольфа" ("W") и основными метеопараметрами в приземной атмосфере: RH, T(°C) и hPa

Литература

1. Шаповалов С.Н. Оценка связи вспышек инфекционных болезней в мире с УФ-индексом за период 24 цикла солнечной активности / Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2021». Сб. трудов конф. / Под ред. А.В. Степанова, Ю.А. Наговицына - СПб: 2021. С.305-308 DOI: 10.31725/0552-5829-2021-305-308
2. Афлитонов М.А., Безрукова Е.В., Федотова А.А., Воробейчиков Е.В., Шаповалов С.Н. Оценка связи сезонных изменений слизистой оболочки околоносовых пазух с УФ индексом и метеорологическими параметрами//Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2021». Сб. трудов конф./Под ред. А.В.Степанова, Ю.А.Наговицына - СПб: 2021. С.39-42 DOI: 10.31725/0552-5829-2021-39-42
3. Shapovalov, S.N. Dependence of UVB-UVA Solar Radiation in the 280–400 nm Range on Changes in the Total Magnetic Field of the Sun. *Russ. Meteorol. Hydrol*, 46, 212–216 (2021). DOI: 10.3103/S1068373921030110
4. Claire Hopkins, John P Browne, Rob Slack, et al. The Lund-Mackay staging system for chronic rhinosinusitis: how is it used and what does it predict?. *Otolaryngol Head Neck Surg* 2007 Oct; 137(4):555-61. DOI: 10.1016/j.otohns.2007.02.004.

**ИССЛЕДОВАНИЕ СОБЫТИЙ, ПРЕДШЕСТВУЮЩИХ
ВСПЫШКАМ, СВЯЗАННЫМ ПРОТОННЫМИ СОБЫТИЯМИ,
20.01.2005, 13.12.2006, 17.05.2012 и 10.09.2017, В МЯГКОМ РЕНТГЕНЕ
И РАДИОИЗЛУЧЕНИИ**

Шаховская А.Н.¹, Григорьева И.Ю.²

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым, Научный, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

**RESEARCH OF EVENTS PRECEDING FLARES ASSOCIATED WITH
PROTON EVENTS, 20.01.2005, 13.12.2006, 17.05.2012 AND 10.09.2017,
IN SOFT X-RAY AND RADIO EMISSION**

Shakhovskaya A.N.¹, Grigoryeva I.Yu.²

¹*Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Republic of Crimea, Russia*

²*Main Astronomical (Pulkovo) Observatory RAS, St.-Petersburg, Russia*

The paper researches of events a week before four solar flares (X7.1, X3.4, M5.7 and X8.2) associated with fast massive CME with registration GLE69 (January 20, 2005), GLE 70 (December 13, 2006), GLE71 (May 17, 2012) and GLE72 (September 10, 2017). In the context of the idea of advance preparation (accumulation of free energy in the active region), histograms are presented: the number of radio bursts and the maximum flow (S.E.P.) per week in the active regions before the parent flares of the events GLE69, GLE70, GLE71 and GLE72. Information taken from daily reports services of the Space Weather Prediction Center (Dept. of Commerce, NOAA, Space Environment Center, USA). It was found that the weekly retrospective of the GLE69 event is very different from the other three periods, the predominance of radio bursts at high frequencies. A week before the events of GLE70, GLE71 and GLE72, radio bursts at the frequency of 245 are characteristic MHz associated with a series of small SXR flares

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-307-310

При исследовании мощных явлений межпланетного масштаба (КВМ и МКВМ) и GLE, вызванных солнечными вспышками, чаще интересуются произошедшим событием, непосредственно с роста нетеплового излучения (в гамма-, HXR- и MW-диапазонах) [1–3]. Анализ SXR-излучения родительской вспышки, фактически, начинается тоже с момента его роста, предполагая, что всё может произойти внезапно и сразу [4, 5]. Такой подход может дать количественные оценки физических параметров (масса, скорость, линейный размер, энергия, величина магнитного поля, концентрация), получить характеристики спектра излучения, однако не отвечает на вопрос, как возникли исследуемые явления. В нашей работе предлагается обратить внимание на недельную ретроспективу теплового (GOES, SXR-) и нетеплового (RSTN, M(DM)W-) излучения на примере трех солнечных вспышек (X7.1, M5.7 и X8.2), связанных с быстрыми массивными

КВМ с регистрацией GLE69 (20 января 2005 года), GLE71 (17 мая 2012 года) и GLE72 (10 сентября 2017 года). В контексте идеи заблаговременной подготовки (накопления свободной энергии в активной области) представлены гистограммы: количество радиовсплесков и максимальный поток (с.е.п.)/RSTN-частота за неделю в активных областях до родительских вспышек событий GLE69, GLE71 и GLE72. Информация взята из ежедневных отчетов службы центра предсказания космической погоды (Dept. of Commerce, NOAA, Space Environment Center, USA).

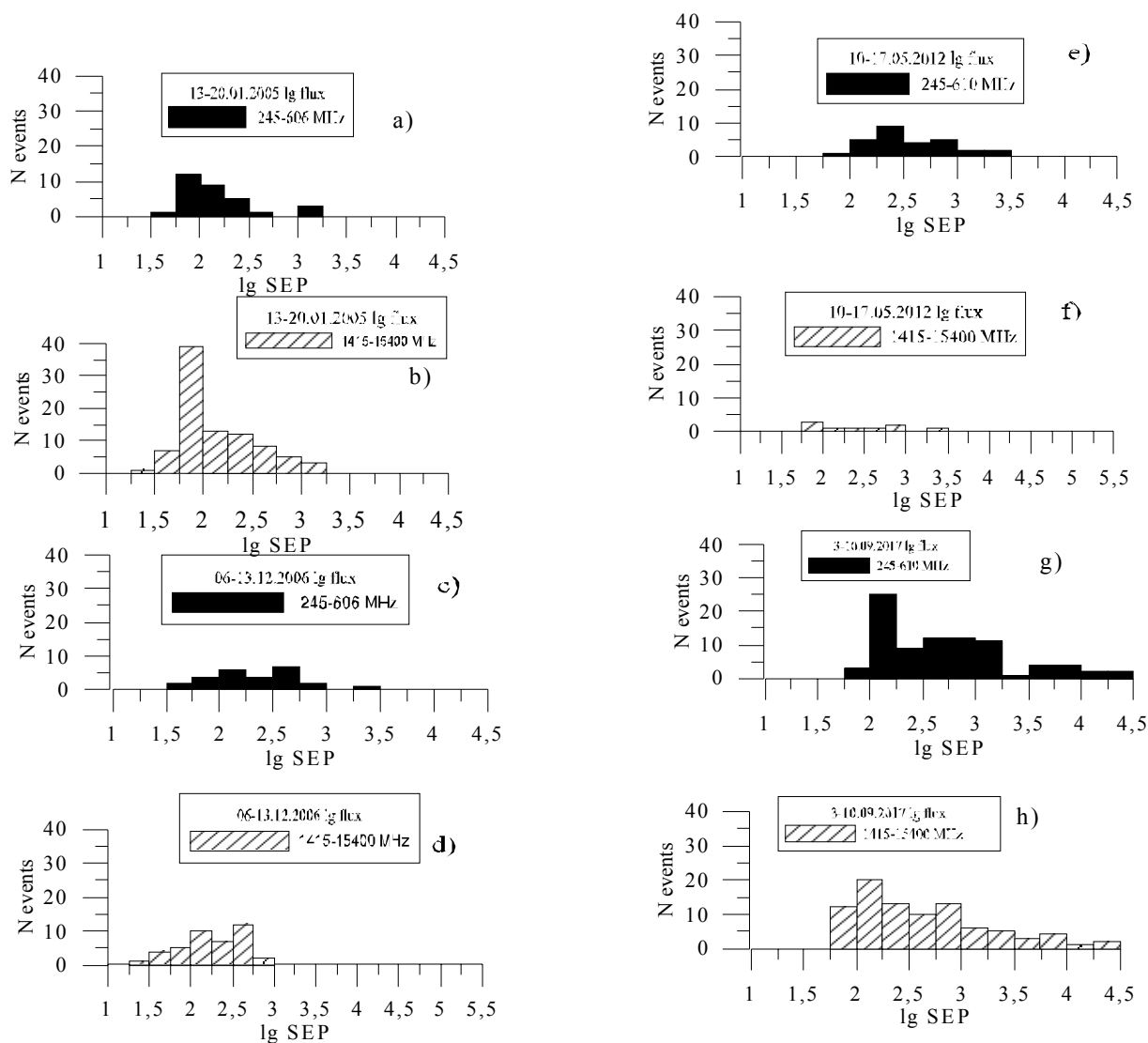


Рис. 1. Гистограммы логарифмов максимальной амплитуды радиовсплесков на разных частотах. Слева за неделю до событий 20.01.2005, сверху (сплошной черный цвет) для частот 245,410 и 606(a), а внизу (штриховка) для частот 1415, 2695, 4995, 8800 и 15400 МГц (b). По центру гистограммы радиовсплесков за неделю до события 17.05.2012, сверху (c), для низких частот, внизу для более высоких (d). Справа – аналогично за неделю до 10.09.2017 (e,f). Гистограммы выполнены в одном масштабе. Наибольшее число радиовсплесков было за период 3–10.09.2017, а наименьшее за 10–17.05.12.

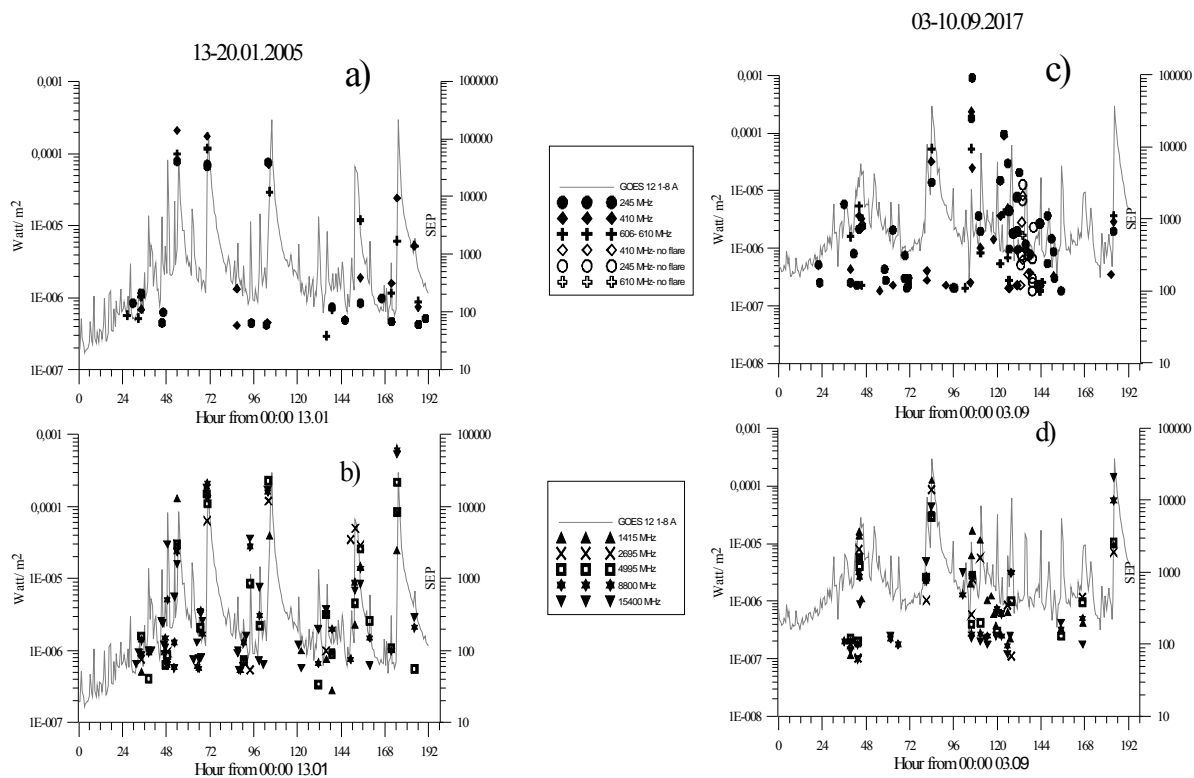


Рис. 2. Представлены диаграммы времени и максимальной амплитуды радиовсплесков за неделю до события 20.01.2005 (a, b на левых панелях) и за неделю до события 10.09.2017 (с,d правые панели) Серая сплошная линия – это поток SXR 1–8Å по наблюдениям спутника GOES. На верхних панелях (a, c) разными значками (легенда) радиовсплески на частотах 245, 410, 606 МГц, а на нижних(b, d) для частот 1415, 2695, 4995, 8800 и 15400 МГц. По оси абсцисс отложены часы, прошедшие от 00:00 13.01.2005 и от 00:03 03.09.2017. На верхней панели (c) пустыми значками обозначены радиовсплески, не ассоциированные с SXR-вспышками.

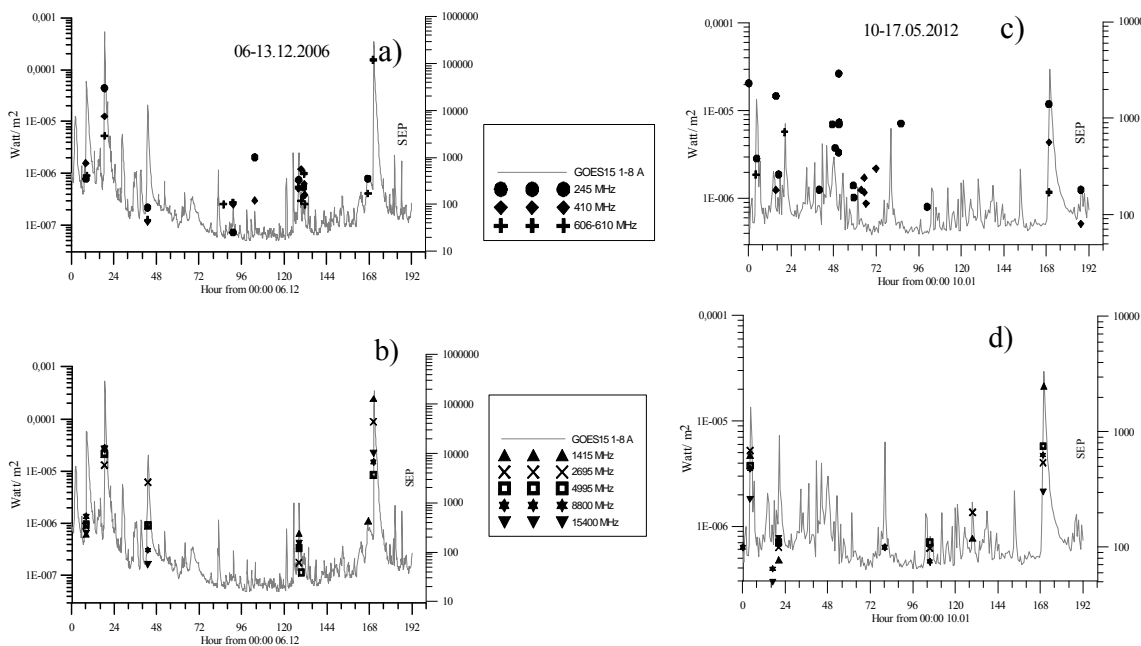


Рис. 3. Аналогичные диаграммы для недельной ретроспективы событий 13.12.2006 (левые панели a, b) и 17.05.2012.(правые c,d). Обозначения такие же, как на рисунке 2.

Недельная ретроспектива события 20.01.2005 сильно отличается от 3 других периодов, преобладанием радиовсплесков на высоких частотах, которые хорошо коррелируют с потоком мягкого рентгена. Для других периодов характерны радиовсплески на частоте 245 МГц, которым соответствуют серии относительно небольших SXR-вспышек. Особенно это можно наблюдать, исследуя события, предшествующие событию 10.09.2017. За два дня до данной вспышки множество радиовсплесков, причем часть из них не ассоциируется с SXR-вспышками, а другим соответствуют небольшие вспышки. По гистограммам за этот период также можно выделить преобладание небольших радиовсплесков на низких частотах.

Событиям 13.12.2006 и 17.05.2012 предшествовало значительно меньше радиовсплесков, но и в них прослеживается тенденция всплесков на низких частотах соответствующим сериям небольших SXR-вспышек. В 2006 году за 3 дня до рассматриваемого события, а в 2012 за 5 дней.

Преобладание радиовсплесков на высоких RSTN частотах: 4995 МГц, 8800 МГц, 15400 МГц во вспышках периода 13–20.01.2005 в АО 10720 по сравнению с периодом тремя другими периодами может быть интерпретировано как развитие вспышек на различных высотах в короне.

Литература

1. Mishev A.L. // *Advances in Space Research*, 2014, Vol. 54, Is3, 1, p. 528-535.
2. Karapetyan, G.G. // *Astroparticle Physics*, 2008, Vol. 30, Issue 5, p. 234-238.
3. Ming-Xian, Zhao and Gui-Ming Le // *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2020, Vol. 20, N3. p.37-44.
4. Plainaki C. *et al.* // *Advances in Space Research*, 2009, Vol. 43, Is.4, P. 474-479.
5. Firoz K. A. *et al.* // *The Astrophysical Journal*, 2011, Vol. 743, N. 2 p.190-208.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ВЕТВИ РОСТА СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ БЕЗ «КВАЗИДВУХЛЕТОК»

Шибяев И.Г.

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

PARAMETRIZATION OF THE ASCENDING BRANCH OF SOLAR CYCLES WITHOUT «QUASI-BIENNIAL OSCILLATION»

Shibaev I.G.

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS,
Moscow, Troitsk, Russia*

In this view (cycles without «quasi-biennial oscillation») we pass to one-vertex cycles with the monotonic branches of increasing and reduction. All main characteristics of cycles remain however. In this paper, for reliable cycles, a single approximation of growth branches is proposed, the parameters of which depend on the characteristics of the cycle. Since it is known that there is the negative correlation between the duration of the rising and the value of the cycle maximum and its complete absence for the decay branch.

This is a step in creating a generalized portrait of an authentic solar cycle in order to obtain an evidence-based description of the possible and impossible characteristics of individual solar cycles.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-311-314

1. Введение

Большинству солнечных циклов, сформированных из усредненного по 13 месяцам ряда среднемесячных чисел Вольфа W , присуще несколько локальных максимумов и различная гладкость ветвей роста и спада. Это усложняет проведение процедур по прогнозированию или реконструкции циклов. Ранее отмечалось [1, 2], что при удалении из ряда W «квазидвухлеток» и более высокочастотных компонент ($W \Rightarrow P13$), мы переходим к сглаженным, одновершинным циклам с сохранением их «энергетики» и с небольшой вариацией, в ряде случаев, табличных значений максимума W_m , длительностей цикла T_c и его ветви роста T_m . Напомним, что исходя из характера спектра, было сделано разбиение ряда W на пять спектральных интервалов, которые соответствуют следующим временным периодам в годах: $[24 < T]$, $[6.8 < T < 24]$, $[4.26 < T < 6.8]$, $[1.66 < T < 4.26]$, $[T < 1.66]$. Сумма рядов $P1$ и $P2$ отражает основные временные и амплитудные характеристики циклов. Ряд $P3$ корректирует ветви роста и спада. Составляющая $P4$ трансформирует гладкий рельеф циклов за счет «квазидвухлеток» и оценивает степень однородности (гладкость) достоверного ряда. $P5$ – высокочастотный остаток, включающий годовую и 155-д гармоники. Из суммы

компонент $P1 \div P3$ и формируется ряд $P13 (= P1 + P2 + P3)$. Примеры сопоставления циклов в представлениях W и $P13$ приведены на рис. 1.

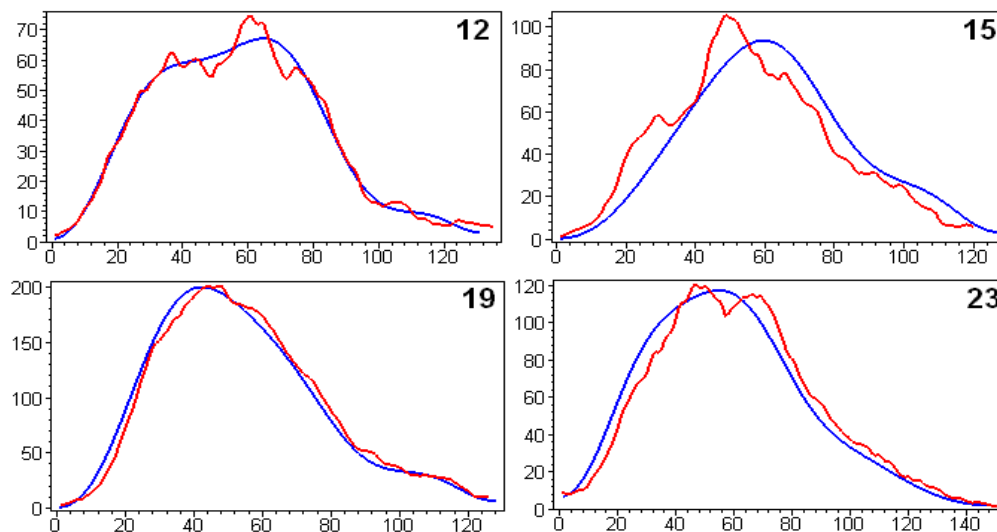


Рис. 1. Примеры циклов в $P13$ представлении (синий цвет). Циклы 12 и 15 сверху, циклы 19 и 23 снизу. Ось X в месяцах.

Так как между длительностью ветви роста цикла и его амплитудой существует связь (правило Вальдмайера), а между длительностью ветви спада и амплитудой зависимости, фактически, нет (нулевая корреляция), то естественно рассмотреть возможность параметризации профиля ветви роста цикла.

В данной работе, для достоверных циклов в представлении $P13$ (сглаженные, одновершинные циклы), предложена единая аппроксимация ветвей роста, параметры которой зависят от характеристик цикла. Это способствует созданию обобщённого портрета цикла CA и устойчивых признаков его проявления.

2. Параметризация ветви роста циклов

Для представления гладкого и монотонно растущего профиля ветви роста $F(t)$ используем полином четвертой степени. Мы имеем естественные условия для F и его производной по времени ∂F в начале цикла при $t = 0$ и в его максимуме при T_m : $F(0) = W_0$, $\partial F(0) = 0$, $F(T_m) = W_m$, $\partial F(T_m) = 0$, где W_0 – начальное значение цикла. Добавляя к этому площадь под ветвью роста S_m ($\int F dt = S_m$) имеем условия для пяти коэффициентов полинома. Используя нормировки $t \Rightarrow t/T_m$, $W \Rightarrow W/W_m$ и обозначая $w_0 = W_0/W_m$, $sm = 2 \cdot S_m / (W_m \cdot T_m)$ получим окончательно для $w_0 \leq F(t) \leq 1$, $0 \leq t \leq 1$:

$$\begin{aligned}
 F(t) &= w_0 + At^2 + Bt^3 + Ct^4 \\
 A &= -12 - 18w_0 + 15sm \\
 B &= 28 + 32w_0 - 30sm \\
 C &= -15 - 15w_0 + 15sm
 \end{aligned}$$

Хорошее соответствие реальных ветвей роста $W[P13]$ циклов X÷XXIII в представлении P13 (левая сторона рисунка) и их модельное представление $F(t)$ (правая сторона) демонстрирует рис. 2. Индивидуально отмечены циклы с наиболее выделяющимися профилями. Видим, что возможна единая параметризация ветвей роста циклов без «квазидвухлеток». В заключении приведем влияние sm (нормированная площадь ветви роста) на профиль $F(t)$ при $w\theta = 0$ (рис. 3).

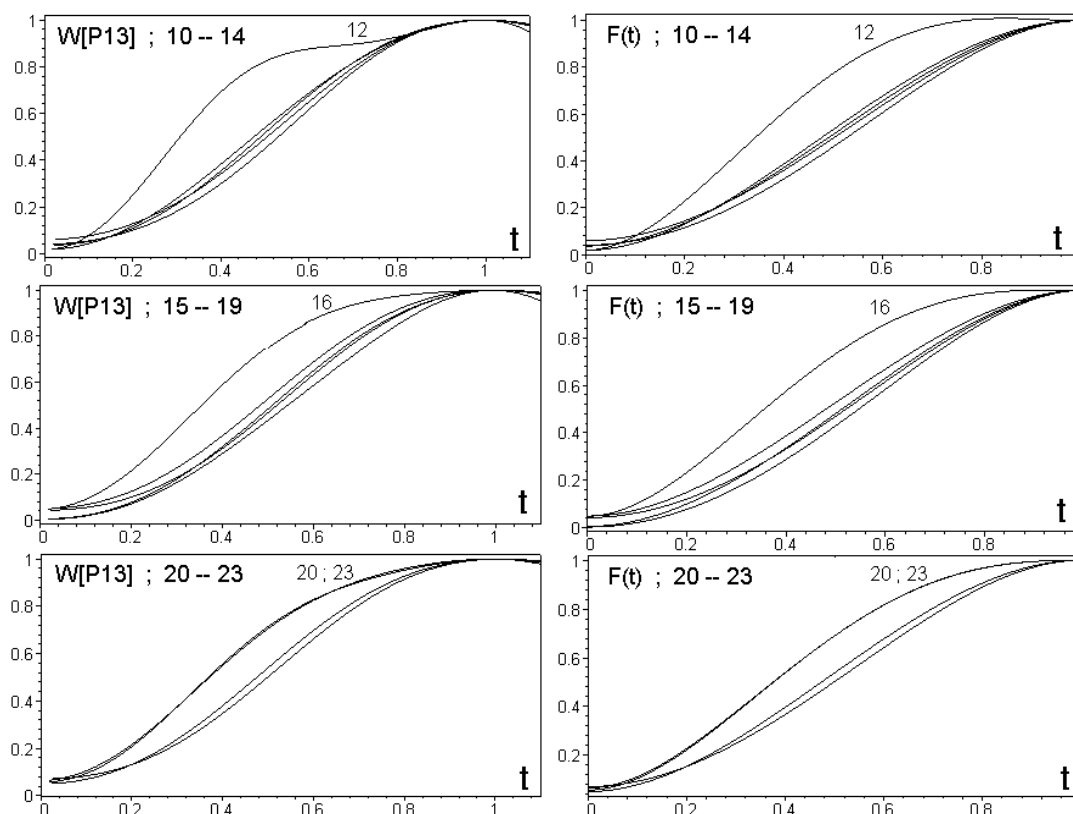


Рис. 2. Сопоставление ветвей роста циклов 10÷23 в представлении P13 (слева) с их модельным представлением $F(t)$ (справа).

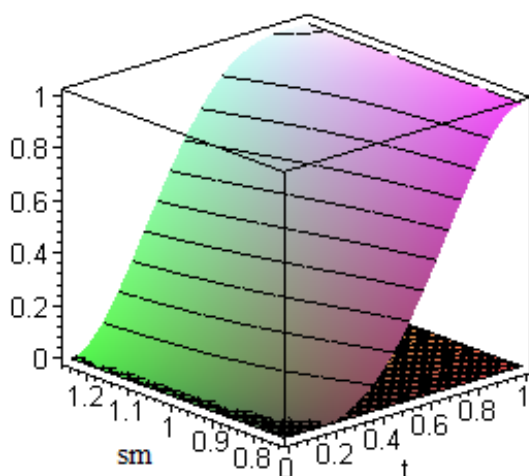


Рис. 3. Влияние sm на профиль $F(t)$.

Литература

1. *Шибяев И.Г.* Оценка восстановленной части ряда чисел Вольфа и возможность её коррекции // *Астрономический вестник*, 2008, Т. 42, № 1. С. 66-74.
2. *Shibaev I., Ishkov V.* Investigation of the statistical characteristics of Wolf numbers reliable series: Signs of solar cycles likelihood // *Proceedings of Seventh Scientific Conference with International Participation SES 2011, Sofia, Bulgaria, 29 November – 01 December 2011*, p. 297--301, 2012.

ДИСПЕРСИОННЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Шивидов Н.К., Бембитов Д.Б., Михалыев Б. Б.
Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

DISPERSION PROPERTIES OF MAGNETOACOUSTIC WAVES IN THE SOLAR CORONA

Shividov N.K., Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B.
Kalmyk State University, Elista, Russia

The influence of thermal conductivity and heating/radiation losses on the properties of the magnetosonic wave dispersion is studied. An analytical expression using cubic splines is determined for the radiation loss function according to the code CHIANTI 10. The dispersion relation for magnetosonic waves is obtained, from which dispersion curves of frequency group velocity are constructed. Formation of quasi-periodic slow magnetosonic wave trains by the heating/cooling misbalance is studied. The overall superiority in the dispersion of the thermal conductivity effect is shown.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-315-318

Введение

Распространение волны в среде с поглощением приводит не только к ее затуханию, но и к дисперсии [1], являющейся причиной распада волнового пакета и образования цепочки возмущений [2–3], с наличием квази-периодических колебаний. Этот эффект отмечен применительно к магнитозвуковым волнам в солнечной короне из-за нарушения баланса между нагревом и радиационными потерями [4].

Основные уравнения

Изучение волн мы проводим в приближении 1.5D магнитной гидродинамики, в котором имеется одна пространственная переменная x , определяющая направление распространения волны, и по две компоненты скорости и магнитной индукции: $\mathbf{v} = (v_x, v_y, 0)$, $\mathbf{B} = (B_x, B_y, 0)$. В силу бездивергентности поля выполняется $B_x = B_{0x} - \text{const}$, $B_y = B_{0y} + B(x, t)$, где $B_{0y} - \text{const}$. Магнитное поле среды $\mathbf{B}_0 = (B_{0x}, B_{0y}, 0)$, находится в равновесии с невозмущенной плазмой, плотностью ρ_0 и температурой T_0 . $V_A = B_0/\sqrt{4\pi\rho_0}$ и $C_s = \sqrt{\gamma RT_0/M}$ – альвеновская и звуковая скорости среды. Для высокоионизованной водородной плазмы с гелиевой добавкой $M = 0.62m_p N_A \approx 0.62 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$, показатель адиабаты $\gamma = 5/3$.

Исходные уравнения записываем в виде

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{R}{M} \left(\frac{\partial T}{\partial x} + \frac{T}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x} \right) - \frac{B_{0y} + B}{4\pi\rho} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} = \frac{B_{0x}}{4\pi\rho} \frac{\partial B}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma - 1)T \frac{\partial v_x}{\partial x} = \\ - \frac{(\gamma - 1)M \cos^2 \theta}{R\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\kappa(T) \frac{\partial T}{\partial x} \right) - \frac{(\gamma - 1)M}{R} [\rho\Lambda(T) - H], \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = B_{0x} \frac{\partial v_y}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} [(B_{0y} + B)v_x]. \quad (5)$$

Нагрев H считаем константой [5–6], определяемой из условия теплового баланса в равновесном состоянии: $\rho_0\Lambda(T_0) - H = 0$ [3, 4].

Теплопроводность плазмы в условиях солнечной короны анизотропна, и мы учитываем передачу тепла только вдоль магнитного поля. Угол θ это угол между полем \mathbf{B}_0 и осью x : $\text{tg}\theta = B_{0y}/B_{0x}$. В предположении малых возмущений исключим из уравнений третьи компоненты, что означает, что мы ограничиваемся решениями, которые можно трактовать как магнитозвуковые волны, альвеновские волны не рассматриваются.

После линеаризации исходных уравнений относительно малых возмущений в виде монохроматических волн $\sim \exp(kx - \omega t)$. Введем безразмерные значения $\tilde{\omega}, \tilde{k}$ и соответствующие масштабы $m(\omega) = 0.1 \text{ s}^{-1}$, $m(k) = 10^{-8} \text{ cm}^{-1}$. При этом периоды колебаний будут иметь масштаб около одной минуты, что соответствует данным наблюдений. Величина $m(\omega)/m(k) = m(C_s) = 10^7 \text{ cm}\cdot\text{s}^{-1}$ будет рассматриваться как масштаб звуковой скорости, характерный для высокотемпературной плазмы. Получим дисперсионное соотношение в безразмерном виде

$$\tilde{\omega}^5 + iA\tilde{\omega}^4 - \tilde{\omega}^3(1 + S^2)\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + iB\tilde{\omega}^2 + \tilde{\omega}S^2 \cos^2 \theta \tilde{C}_s^4\tilde{k}^4 + iD = 0, \quad (6)$$

$$A = A_1\tilde{k}^2 + A_2, \quad (7)$$

$$B = [-(1 + \gamma S^2)(A_1\tilde{k}^2 + A_2) + A_3] \tilde{C}_s^2\tilde{k}^2/\gamma, \quad (8)$$

$$D = S^2 \cos^2 \theta (A_1\tilde{k}^2 + A_2 - A_3)\tilde{C}_s^4\tilde{k}^4/\gamma, \quad (9)$$

$$S = V_A/C_s, \quad S_1 = (\gamma - 1)Mm(\rho)/(Rm(\omega)), \quad (10)$$

где коэффициенты A_1, A_2 и A_3 определяются выражениями

$$A_1 = S_1 m(\kappa) m(k)^2 \tilde{\kappa}(\tilde{T}_0) / ((m(\rho))^2 \tilde{\rho}_0) \approx 5.01 \tilde{\kappa}(\tilde{T}_0) / \tilde{\rho}_0, \quad (11)$$

$$A_2 = S_1 m(\Lambda) \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0) / m(T) \approx 0.005 \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0), \quad (12)$$

$$A_3 = S_1 m(\Lambda) \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0) / (m(T) \tilde{T}_0) \approx 0.005 \tilde{\rho}_0 \tilde{\Lambda}(\tilde{T}_0) / \tilde{T}_0. \quad (14)$$

Масштаб плотности $m(\rho) = 10^{-15} \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ выбираем исходя из значения концентрации частиц $m(n) = 10^9 \text{ cm}^{-3}$, характерное для нижней части

солнечной короны. Соотношение между безразмерными величинами плотности и концентрации: $\tilde{\rho} = 1.037 \tilde{n}$.

В настоящей работе мы ограничились частным случаем звуковой волны, распространяющейся вдоль поля, $\theta = 0$. Дисперсионное соотношение (6) примет вид

$$\tilde{\omega}^3 + iA\tilde{\omega}^2 - \tilde{\omega}\tilde{C}_s^2\tilde{k}^2 + iB = 0. \quad (15)$$

Дисперсия волн

Ориентируясь на данные наблюдений [7] выбираем $\tilde{n}_0 = 5$, $\tilde{T}_0 = 1$. Тогда $\tilde{C}_s = 1.49$. Для функции радиационных потерь по данным CHIANTI 10 (www.chiantidatabase.org) определяем аналитическое выражение кубической интерполяции в окрестности \tilde{T}_0 и соответственно вычисляем значение $\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_0) = -0.1518774$, $A_1 = 2.16$, $A_2 = -0.00381$, $A_3 = 0.0580$. Отметим, что дисперсия, обусловленная нагревом/радиационными потерями, эффективна только в небольшой области малых волновых чисел \tilde{k} [8]. В среде Matlab согласно (15) строим дисперсионные кривые (рис. 1 и 2) и проводим моделирование волновых пакетов (рис. 3 и 4).

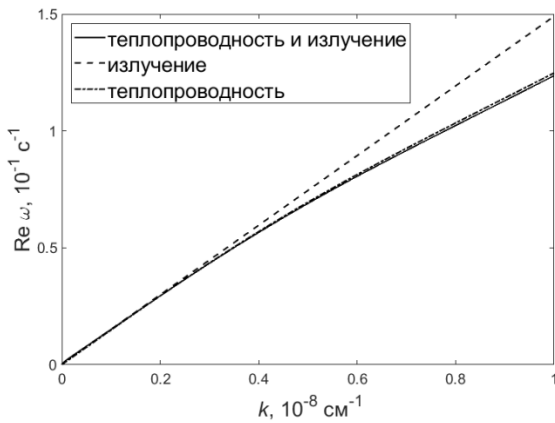


Рис. 1. Дисперсионная кривая в случае $\tilde{T}_0 = 1, \tilde{n}_0 = 5$.

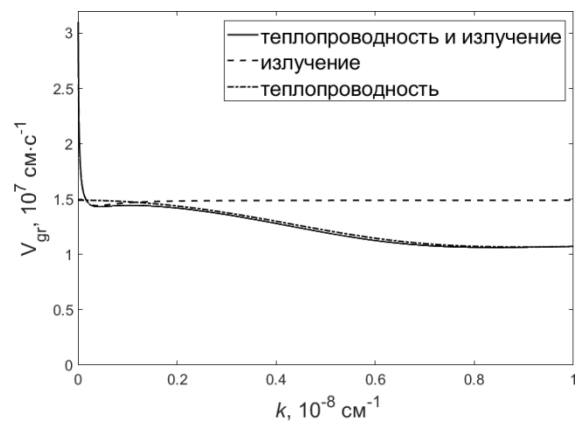


Рис. 2. Кривая групповой скорости в случае $\tilde{T}_0 = 1, \tilde{n}_0 = 5$.

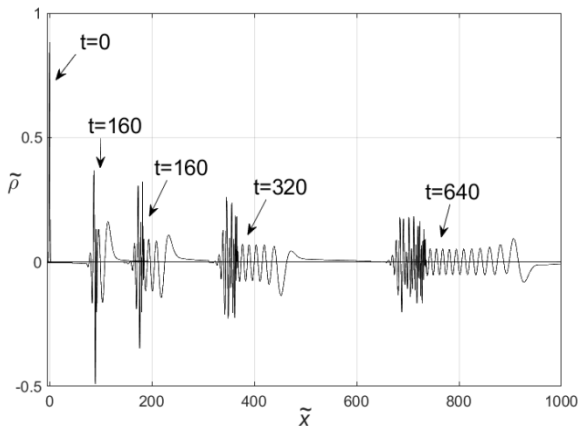


Рис. 3. Волновой пакет в случае $\tilde{T}_0 = 1, \tilde{n}_0 = 5$.

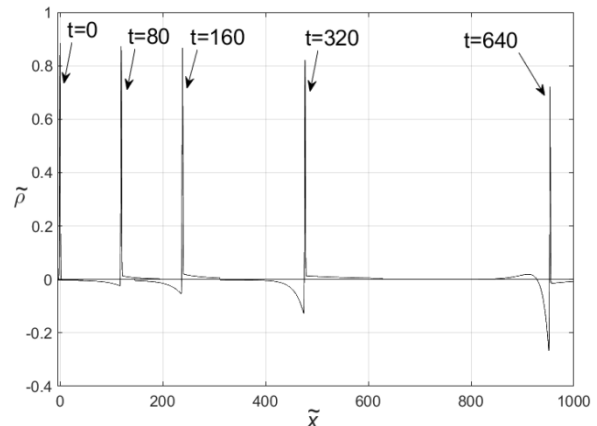


Рис. 4. Дисперсия импульса, вызванная излучением, $\tilde{T}_0 = 1, \tilde{n}_0 = 5$.

Излучение определяет дисперсию в области малых волновых чисел (рис. 2), поэтому дисперсия локализованного начального импульса обусловлена действием теплопроводности. Моделирование волновых пакетов производим, рассматривая локализованный начальный импульс гауссовой формы. Безразмерная пространственная переменная \tilde{x} определяется из соотношения масштабов $m(k)m(x) = 1$ или $m(x) = 10^8$ см. Поведение волнового пакета определяется косинус-интегралом Фурье

$$\tilde{\rho}(\tilde{x}, \tilde{t}) = \frac{1}{2} \int_0^{25} e^{-\tilde{k}^2/4} \cos(\tilde{k}\tilde{x} - \tilde{\omega}\tilde{t}) d\tilde{k} \quad (16)$$

На рис. 3 имеется явное разложение начального импульса на отдельные составляющие с появлением квазипериодических колебаний.

Выводы

Теплопроводность и нагрев/потери приводят к затуханию волны, а также вызывают дисперсию. Вид дисперсионных кривых показывает ее сложный характер. Теплопроводность определяет дисперсию на больших волновых числах, нагрев/потери – на малых. Дисперсия приводит к распаду локализованного импульсного возмущения на волновой пакет. Распространение волнового пакета может приводить к возникновению квазипериодических осцилляций. Теплопроводность и нагрев/потери приводят к рождению квазипериодических осцилляций в нестационарных процессах в корональной плазме. Эффект теплопроводности проявляется сильнее.

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№075-03-2022-119/1 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений»).

Литература

1. Гинзбург В.Л. // Акустический журнал. 1955. Т. 1, вып. 1. С. 31-39.
2. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. – М.: Мир, 1977. – 624 с.
3. Zavershinskii D.I., Kolotkov D.Y., Nakariakov V.M., et al. // Phys. Plasmas. 2019. V. 26. 082113.
4. Belov S.A., Molevich N.E., Zavershinskii D.L. Solar Phys. 2021. V. 296. 122.
5. Priest E.R. Solar magnetohydrodynamics. – Springer Netherlands. 2012. 469 p.
6. Mikhalyaev B.B., Veselovskii I.S., Khongorova O.V. // Solar System Res. 2013. V. 47, № 1. P. 50–57.
7. Wang T.J. Waves in solar coronal loops. Low-frequency waves in space plasmas, Ed. by Andreas Keiling, Dong-Hun Lee, Valery Nakariakov. // Geophysical Monograph Series. 2016. V. 216. Wiley. P. 395-418.
8. Nakariakov V.M., Afanasyev A.N., Kumar S., Moon, Y.-J. // Astrophys. J. 2017. V. 849. 62 (12pp).

ЗВЁЗДЫ С ЭКЗОПЛАНЕТАМИ В НОВОМ КАТАЛОГЕ «ЗВЁЗД С АКТИВНОСТЬЮ СОЛНЕЧНОГО ТИПА»

Шляпников А.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

STARS WITH EXOPLANETS IN A NEW CATALOGUE "STARS WITH SOLAR TYPE ACTIVITY"

Shlyapnikov A.A.

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The purpose of this work was to supplement the catalog "Stars with solar-type activity" with information about confirmed and candidates exoplanets. To do this, cross-identification of the stars of the catalog with data from the NASA exoplanet archive was performed. The distribution of stars in the sky, their number with confirmed and suspected exoplanets from their brightness, spectral type, amplitude of variability, as well as other statistical analysis data, is presented in the article.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-319-322

Введение

В новый каталог «Звёзд с активностью солнечного типа» (Catalogue of Stars with Solar Type Activity, далее – CSSTA) входит 314618 объектов. Он является компилятивным и содержит информацию об астрометрических и физических параметрах звёзд. Каталог доступен по ссылке [1]. В статье представлена информация о распределении числа звёзд с подтверждёнными и заподозренными экзопланетами от их блеска, спектрального типа, амплитуды переменности, а также другие данные статистического анализа. Наличие рентгеновского и радиоизлучения, если таковые имеются, должно способствовать пониманию возможности существования «жизни» в обитаемой зоне. Вспышечная активность, при её наличии, также накладывает определённые ограничения на развитие жизни. С другой стороны, периоды обращения экзопланет вокруг звёзд, и связанные с ними изменения блеска, пусть и незначительные, накладываются на общую кривую блеска звезды и должны быть учтены при анализе её собственного вращения и периода возможной циклической активности. Все рассмотренные выше примеры проиллюстрированы в статье.

К середине октября 2022 года (18.10.2022 г.) по данным архива экзопланет НАСА [2] было подтверждено существование 5190 планет у 3900 звёзд, обнаруженных различными 11-ю методами, и 266 найденных обсерваторией TESS. Открытие 5931, возможно существующих экзопланет по наблюдениям TESS, нуждаются в подтверждении. Среди методов обнаружения лидирует наблюдение прохождения (транзита) планеты на фоне звезды – 3913 открытий. По изменению лучевых скоростей линий в спек-

трах звёзд было обнаружено 1017 планет. Методом микролинзирования – 137. Другими методами от 1 до 61 планеты.

Изучение звёзд с экзопланетами в Крымской обсерватории

С момента первого открытия и на начало октября 2022 года вышло более 30 статей, посвящённых изучению планет в других звёздных системах, авторами и соавторами которых стали сотрудники Крымской астрофизической обсерватории (далее – КрАО), в том числе 11 с участием автора данной публикации.

В 2010 г. вышла статья [3], посвящённая обнаружению экзопланеты у звезды γ^1 Льва. Это было первое открытие с участием КрАО, одним из соавторов которого стал наш сотрудник Давид Мкртчян (сейчас он работает в Национальном институте астрономических исследований Таиланда). Наблюдению звёзд с экзопланетами, которые ведутся по договору о совместных исследованиях с Институтом астрономии Национального университета Цинь Хуа (Тайвань) посвящена статья [4], а анализу магнитной активности звёзд нижней части Главной последовательности с обнаруженными экзопланетами – [5]. Последняя публикация позволила выполнить статистический анализ для объектов, содержащихся в каталоге GTSh10 [6], а данная работа увеличила список исследуемых звёзд, которые вошли в CSSTA [1].

Более подробную информацию об исследовании экзопланет в КрАО можно найти на созданном нами сайте [7].

Звёзды с подтверждёнными и заподозренными планетами в CSSTA

После перекрёстной идентификации по координатам между каталогом подтверждённых планет (Catalogue Confirmed Planets – далее CCP) и базой данных кандидатов (Candidates Data Base – далее CDB) было обнаружено, что в CSSTA попадает 893 звезды из CCP и 698 из CDB. Их распределение на небе показано на рис. 1.

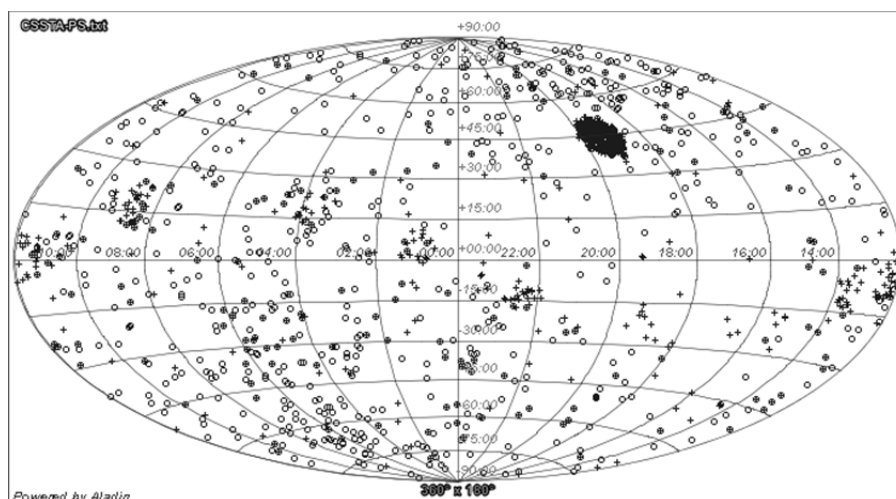


Рис. 1. Распределение на небе звёзд CCP и CDB, совпадающих с объектами CSSTA.

Маркерами окружностями показаны объекты CDB, крестиками – ССР. Обращает на себя внимание скопление звёзд в правом верхнем секторе карты. Это звёзды с экзопланетами, которые были обнаружены по наблюдениям обсерваторией Kepler [8]. Скопления звёзд расположенных по заметной дуге слева на право в центральной части карты – результат открытий в миссии K2 [8].

Статистические данные для звёзд с подтверждёнными экзопланетами

Среди звёзд, у которых подтверждено существование планет, 799 – исследовались методом транзита, 87 – измерением лучевых скоростей, 4 – получением прямых изображений планет, 2 – изучением изменения времени транзита и 1 – анализом орбитальной модуляции яркости.

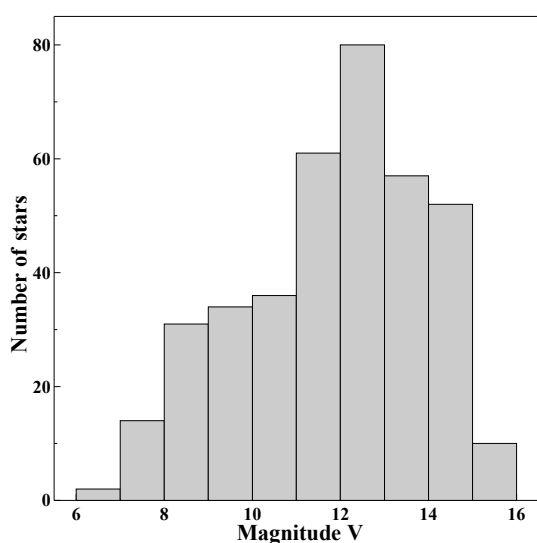


Рис. 2. Распределение звёзд с планетами, включаемых в CSSTA, по блеску.

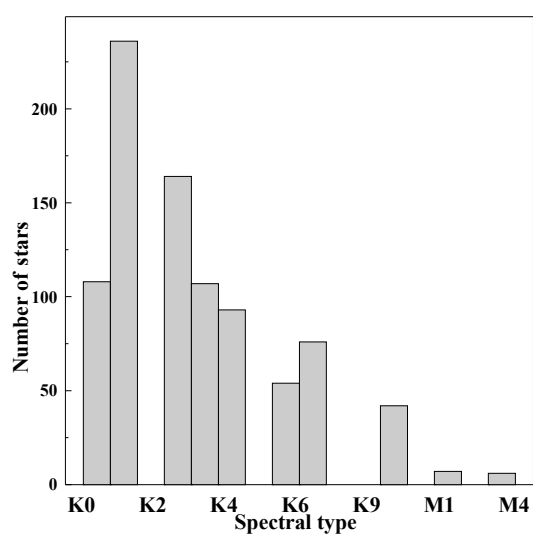


Рис. 3. Распределение звёзд с планетами по спектральным типам.

Рис. 2 и 3 иллюстрируют распределение звёзд с подтверждёнными планетами по звёздной величине и спектральным типам. Как видно по рис. 2 максимум распределения приходится на диапазон от 12 до 13 звёздной величины. Это обусловлено использованием короткофокусных объективов при панорамных обзорах неба с целью поиска транзитов экзопланет, а также длиннофокусных инструментов при поиске по изменению лучевых скоростей. В первом случае ограничения накладываются на проникающую способность астрографов, а во втором на пороговые ограничения отношения сигнал к шуму при спектроскопии.

Максимум в распределении спектральных типов звёзд нижней части Главной последовательности приходится на K1. Заметим, что данная выборка объектов, идентифицированных по CSSTA, не противоречит спектральной классификации всех звёзд с экзопланетами, описанной в [5], где первый максимум распределения также находится в области спектральных типов K.

Представляет особый интерес анализ периодических изменений блеска обнаруженных у исследуемых звёзд. На рисунках 4 и 5 представлены

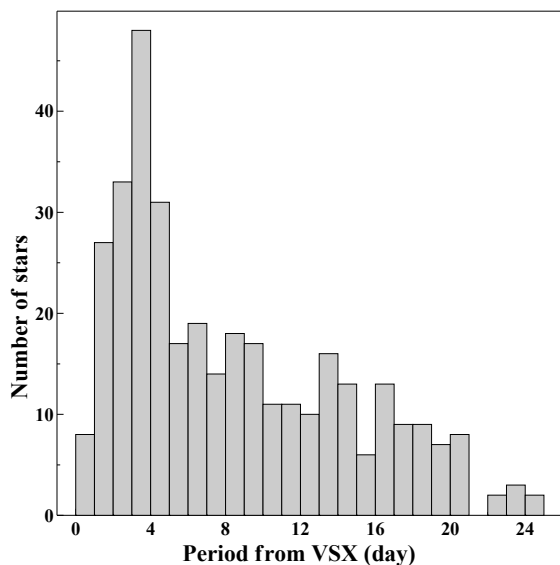


Рис. 4. Распределение периодов у звёзд с планетами по данным VSX

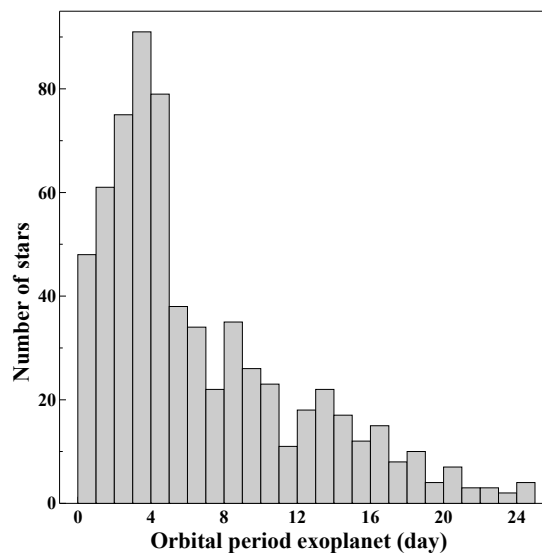


Рис. 5. Орбитальные периоды обращения экзопланет вокруг звёзд.

гистограмма распределения периодов переменности рассматриваемых звёзд с экзопланетами по данным VSX [9] и гистограмма распределения орбитальных периодов обращения планет вокруг звёзд. Максимум в обоих распределениях приходится на 3 дня. При этом следует отметить, что 25 объектов имеет тип переменности по базе данных SIMBAD [10] BY Dra, а 467 – RotV*, т.е. и в первом и втором случае их переменность обусловлена вращательной модуляцией запятнённой поверхности, а не наличием экзопланет. Учитывая, что амплитуда изменения блеска у этих звёзд лежит в пределах от $0^m.001$ до $0^m.1$, то очевидно большая часть из исследуемых объектов неверно классифицирована по типу переменности.

Заключение

В результате исследований для включения в CSSTA были отобраны 893 звёзд из ССР. Информация о 698 объектах CDB обрабатывается.

Литература

1. CSSTA – <http://craocrimea.ru/~aas/CATALOGUES/CSAST/CSAST.html>
2. NASA exoplanet archive - <https://exoplanetarchive.ipac.caltech.edu>
3. Han I. et al. // Astron. Astrophys., 2010, V. 509, P. A24.
4. Москвин В.В. и др. // Изв. Крым. Астрофиз. Обс., 2018, т. 114, № 1, с. 85.
5. Горбачев М.А., Игнатов В.К., Шляпников А.А. // 2019ssep.conf..115G.
6. Gershberg R.E. et al. // VCrAO, 2011, V. 107, I. 1, p.11-19.
| 7. <https://sites.google.com/view/cravo-exop-psa> |
| 8. https://www.nasa.gov/mission_pages/kepler/main/index.html |
| 9. <https://www.aavso.org/vsx/index.php> |
| 10. <http://simbad.harvard.edu/> |

ДИСКОВЫЕ АНАЛОГИ СПИКУЛ II ТИПА НА СОЛНЦЕ

Якунина Г.В.

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

THE DISK COUNTERPARTS OF TYPE II SPICULES IN THE SUN

Yakunina G.V.

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

Disk observations of active region dynamic fibrils show jet-like features with parabolic ascending and descending motions (Type I spicules). The disk counterpart of type II spicules with "excessive" intensity were detected in the blue/red wing of the absorption lines: Rapid Blueshifted Excursion (RBEs) and Rapid Redshifted Excursion (RBEs). A brief overview of the results of observations of the disk counterpart of type II spicules is presented. The data obtained by ground-based and space telescopes were used.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-323-326

Структура хромосферы неоднородна и состоит в основном из продолговатых вытянутых язычков (спикул), придающих ей вид горящей травы. Температура этих хромосферных струй в два-три раза выше, чем температура фотосферы, а плотность в сотни тысяч раз меньше. С момента открытия спикул были предприняты огромные усилия, чтобы понять механизмы генерации спикул и их роль в нагревании солнечной короны.

Поток массы, переносимый спикулами в корону, превышает поток массы солнечного ветра на два порядка. Поэтому спикулы считаются наиболее вероятными кандидатами на передачу массы и кинетической энергии в корону, а также на ее нагрев. Спикулы обычно наблюдаются в хромосферных линиях $H\alpha$, $H\beta$, D3 и Ca II H и K на солнечном лимбе. Дискowymi аналогами классических спикул являются узелки (mottles) и фибриллы, которые обладают почти теми же свойствами, что и спикулы на лимбе.

Предыдущие наблюдения отдельных спикул были затруднены из-за низкого разрешения наблюдений. Видимость спикул, близкая к предельному разрешению, препятствовала определению даже их основных свойств. Ситуация значительно улучшилась с момента постройки шведского 1-метрового солнечного телескопа (SST) в 2003 г. и запуска спутника *Hinode* в 2006 г. Изображение SST демонстрирует более высокое разрешение по сравнению с изображениями *TRACE*, рис. 1. Наблюдения на солнечном телескопе (SOT) на борту *Hinode* показали другой тип спикул (тип II), которые имеют совершенно разные свойства, чем классические спикулы [1].

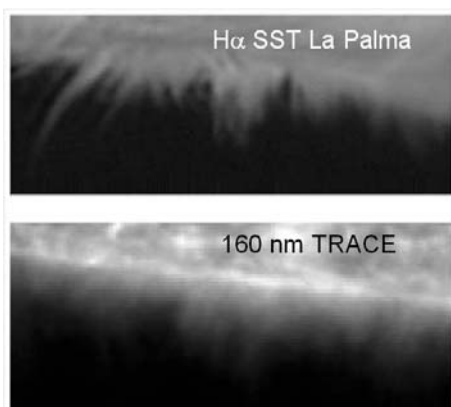


Рис. 1. Изображения западного лимба Солнца 14 июля 2006 г., полученные с разницей во времени 1с на шведском телескопе SST La Palma и TRACE. На измеряемые свойства спикул значительное влияние оказывает качество наблюдательных данных. Отсутствие высококачественных наблюдений помешало лучшему пониманию спикул и их связи с короной. По рис. 13 из работы [2].

Классические и вновь наблюдаемые спикулы называют спикулами типов I и II, соответственно. Спикулы II типа доминируют в областях спокойного Солнца и корональных дырах (КД), а спикулы типа I встречаются в основном в активных областях, рис. 2.

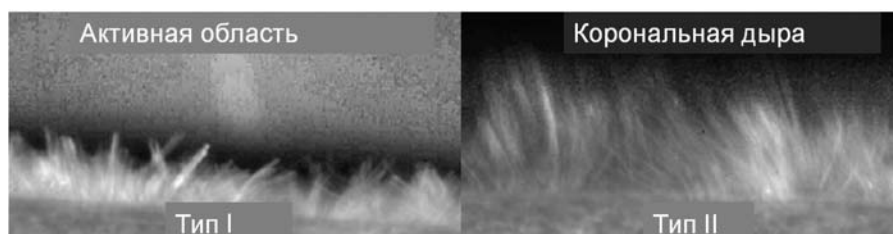


Рис. 2. Спикулы I типа – скорости (10–50 км/с), долгоживущие (100–500 сек), более короткие и имеют больший диаметр, наблюдаются в АО, движения вверх-вниз. Спикулы II типа – более быстрые (30–100 км/с), короткоживущие (20–150 сек), более длинные и тонкие, наблюдаются в КД и в областях спокойного Солнца, быстро исчезают или затухают. Самые быстрые спикулы находятся в КД.

Роль спикул II типа в короне в последние годы стала предметом многочисленных исследований и дискуссий. Спикулы II типа трудно наблюдать из-за их динамичности, быстротечности, малой интенсивности, колебательных и торсионных движений и переналожения. Спикулы обычно состоят из нескольких нитей, причем отдельные нити показывают сложную динамику, группы нитей проявляют общее поведение, а некоторые из них демонстрируют крутильные движения [3, 4], рис. 3.

Наблюдения на *Hinode* обнаружили асимметрию в синем крыле профиля линии Fe XIV 274, что указывало на наличие потоков плазмы, направленных вверх со скоростями в десятки км/с. При наблюдении на лимбе величины скоростей были значительно меньше. Были построены карты сине-красной (B-R) асимметрии и обнаружено, что потоки, направленные вверх, возникают преимущественно в области основания ног корональных петель. Обнаружение быстро протекающих хромосферных событий, видимых на диске, которые по свойствам можно было считать двойниками спикул II типа, вызвало особый интерес.

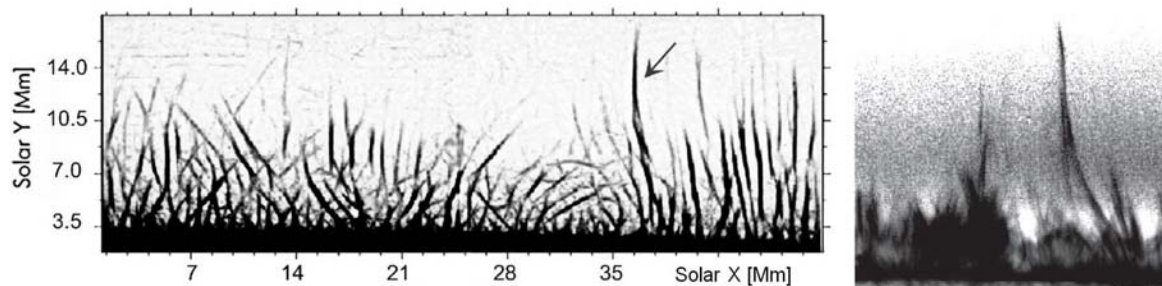


Рис. 3. Изображение спикул в Ca II H *Hinode/SOT*, 17.06.2011 г. (слева [5]) и 1.04. 2007 г. (справа [6]). Стрелочка указывает на длинную скрученную спикулу. Крутильные движения являются важной характеристикой спикул, ответственной за перенос спиральности в верхние слои солнечной атмосферы. Исследования спикул на диске с высоким разрешением (RBE/RREs) также показывают структуры из многих нитей.

Чтобы понять происхождение спикул, важно было установить как они выглядят на диске. Аналоги на диске были отождествлены с "соломинками" на лимбе в линии Ca II 854,2 нм и быстрыми синими смещениями (RBE), наблюдаемыми также в линии H α , [7]. Подобие свойств этих событий (движение вверх, время жизни, быстрое исчезновение) позволяло сделать предположение о связи событий на диске со спикулами II типа. Сначала были обнаружены события с «излишней» интенсивностью в синем крыле линии поглощения – RBEs. Позднее удалось также наблюдать события с превышением интенсивности в красном крыле линии – RREs, [8]. Как спикулы II типа, так и RBE/RRE имеют гораздо более короткое время жизни (около 10–150 с) и более высокие скорости движения вверх (50-150 км с⁻¹), чем классические спикулы (типа I) в линиях Ca II H, H α и Ly α .

Спикулы II типа представляют собой тонкие, удлинённые и яркие структуры над лимбом. RBEs – это тонкие, удлинённые и яркие структуры на диске. Некоторые спикулы выглядят как множественные нити с признаками вращательного движения. RBE и RRE располагаются вокруг мест концентрации магнитного поля [9, рис. 1, рис. 4]. RBEs, наблюдаемые в линии Ca II 8542, расположены ближе к основаниям и появляются раньше, чем H α RBEs [10, рис. 1]. Причем RBE более многочисленны.

Некоторые спикулы, наблюдаемые в Ca II H, становятся видимыми в высокотемпературных полосах пропускания телескопа *SDO/AIA*, подтверждая их возможность нагрева короны [9]. Величины средней скорости спикул на лимбе и средней скорости в короне в центре солнечного диска близки друг к другу, что также является аргументом в пользу возможной роли спикул II типа в нагреве короны.

Недавние исследования, в которых были объединены наблюдения *Hinode* и *IRIS*, показали, что после исчезновения в хромосферных линиях многие спикулы II типа появляются в более горячих линиях Mg II, C II и Si IV. Дискосые аналоги спикул спокойного Солнца видны в крыльях хромосферных линий и в линиях переходной области. Они поднимаются в

"кустах" хромосферной сетки. Спикулы на диске и лимбе показывают те же спектральные характеристики, что является доказательством того, что RBEs/ RREs – это дисковые аналоги спикул II типа, [8].

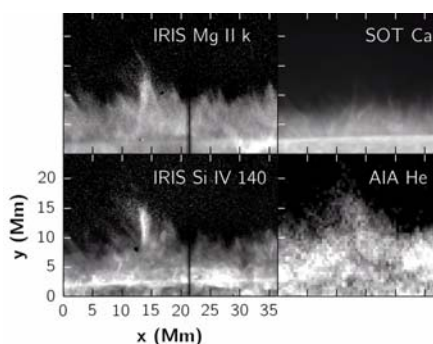


Рис. 4. Эволюции спикул, наблюдаемых с помощью *IRIS*, *SDO* и *Hinode*. Спикулы в He II (*SDO/AIA*) простираются чуть выше спикул, наблюдаемых в линии Si IV (*IRIS*), их форма более размыта, отчасти из-за более низкого пространственного разрешения и, вероятно, отчасти из-за более сложного переноса излучения, [11].

Недавно были открыты другие возможности для дальнейшего изучения спикул. Например, объединение *IRIS* и радионаблюдений, полученных с помощью *ALMA* [12], показало, что наблюдения, подобные колоскам *ALMA*, хорошо соответствуют аналогу *IRIS*, что является ключевым для диагностики и интерпретации данных *ALMA*.

Спикулы II типа действительно имеют корональный аналог (видимый в спектрах EUV) и могут играть важную роль в распространении солнечного ветра и снабжении короны массой и энергией. Наблюдения *IRIS* впервые дали возможность проследить эволюцию спикул II типа и окончательно подтвердили, что угасание (исчезновение) спикул в Ca II H вызвано быстрым нагревом до более высоких температур.

Литература

1. De Pontieu, B., McIntosh, S., Hansteen, V.H., et al. //2007, PASJ, **59**, 655.
2. Pasachoff, J.M., Jacobson, W.A., & Sterling, A.C. // 2009, SoPh, **260**, 59.
3. Skogsrud H., Rouppe van der Voort L., and De Pontieu B. // ApJL 2014, **795**:L23 (6pp).
4. Pereira T., Rouppe van der Voort L., and Carlsson M. // ApJ, 2016, **824**, 65.
5. Tavabi E., Koutchmy S., Ajabshirizadeh A. et al. //A&A, 2015, **573**, A4.
6. Sterling A., Moore R., Samanta T., et al. // ApJL, 2020. **893**, L45.
7. Langangen O.B. De Pontieu B., M. Carlsson M. et al. // ApJL, 2008, **679**, L167.
8. Sekse, D.H., Rouppe van der Voort, L., De Pontieu, B et al. // ApJ, 2013, **769**, 44.
9. Samanta T., Tian H., Yurchyshyn V., et al. // Science 366, 890 (2019) рис.1. рис.4
10. Sekse D., Rouppe van der Voort L., and B. De Pontieu B. // ApJ, 2012, 752:108 (14pp).
11. Skogsrud H., Rouppe van der Voort L., De Pontieu B. et al. // ApJ, 2015, **806**:170 (10pp).
12. Yokoyama T., Shimojo M., Okamoto T.J., et al. // ApJ, 2018, 863, 96.

РАСШИРЕНИЕ И СЖАТИЕ СИСТЕМЫ ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЕЛЬ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ 15.01.2022 ПО ДАННЫМ В УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ И МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНАХ

Мешалкина Н.С.¹, Мельников В.Ф.²

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

EXPANSION AND CONTRACTION OF A FLARE LOOP SYSTEM DURING THE FLARE ON Jan 15, 2022, ACCORDING TO THE ULTRAVIOLET AND MICROWAVE DATA

Meshalkina N.S.¹, Melnikov V.F.²

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics of SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia*

The dynamics of a single loop structure in a C1.3 flare on January 15, 2022 has been studied. A new type of behavior of flare loops has been discovered. In contrast to the previously known cases of visible contraction and expansion of flare loops in the phases of growth and decay of the flare radiation flux, respectively, in the flare on January 15, 2022, a directly opposite process is observed: the loop increases its height during the flare intensity rise phase and contracts during the decay phase. Characteristic changes in the height, duration and speed of the expansion and contraction of the loop structure have been established.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-327-330

Введение

В 2000-х годах в солнечных вспышках было открыто явление сокращения (уменьшения) размеров вспышечных петель на начальной (импульсной) фазе вспышки [1, 2]. Физическая причина этого явления была непонятна. Известная, так называемая, Стандартная Модель вспышки [3], напротив, предполагала увеличение высоты петель и увеличение расстояния между их основаниями по мере подъёма области пересоединения силовых линий магнитного поля в вертикальном токовом слое. В проанализированных вспышках увеличение размеров петель наблюдалось только на фазе спада вспышек.

Для объяснения явления сокращения размеров вспышечных петель было предложено несколько теоретических моделей. Среди них – модели, основанные на 2D и 3D моделях пересоединения [4–6] и учитывающие наблюдаемые факты о том, что в начальной фазе мощных двухленточных вспышек уменьшение высоты вспышечных петель часто сопровождается уменьшением расстояния между их основаниями и уменьшением ширины соответствующих петель, наблюдаемых в жестком рентгеновском (ЖР), ультрафиолетовом и микроволновом излучениях [7, 8]. В этих моделях сокращение размеров вспышечных петель связано не с динамическим укорочением

чением размера петли, а с последовательным появлением новых вспышечных петель, размер которых становится всё меньше в каждом последующем акте пересоединения. Другой тип моделей – модели, основанные на предположении о реальном динамическом сокращении размеров вспышечной петли и никак не связанные с пересоединением и возникновением в результате этого новых, более коротких петель. Одна из них, выдвинутая недавно в работе [9], предполагает, что сокращение размера одиночной вспышечной петли происходит благодаря уменьшению электрического тока в петле, связанного с заметным увеличением сопротивления и процессом диссипации свободной магнитной энергии во время вспышечного энерговыделения.

Целью настоящей работы был поиск и анализ пространственной динамики вспышечного процесса, сопровождающегося явлениями реального расширения и сокращения размера вспышечных петель.

Для этого мы использовали данные об ультрафиолетовом (AIA/SDO, 304, 171, 193, 211, 335, 094, 131 Å, временное разрешение 12 с), рентгеновском (GOES, интегральный поток в каналах 0.5–4 Å и 1–8 Å; Fermi, потоки в 128 энергетических каналах, временное разрешение 4 с) и микроволновом (Сибирский Радиогелиограф (СРГ) в диапазоне 6–12 ГГц, временное разрешение 3 с для радиокарт) излучениях.

Результаты анализа

В данной статье мы представляем результаты анализа вспышки 15.01.2022 с изменяющейся высотой петель. Подробный анализ УФ изображений на основе данных AIA/SDO с угловым разрешением 0.6" показал, что наблюдаемая петельная структура представляет собой единую связанную систему петель. Изменение её высоты и длины происходило синхронно на всем протяжении от оснований до вершины и от нижней границы до верхней границы. Положение оснований было практически неизменным на протяжении всей вспышки.

На рис. 1 штриховой линией показана верхняя граница анализируемой петельной структуры, а штрих-пунктирной – её нижняя граница. На рис. 2 снизу приведён временной профиль ЖР излучения вспышки (Fermi, 4–14 кэВ). В верхней части показаны временные профили изменения наблюдаемой высоты: толстой линией – верхняя граница, тонкой – нижняя. Видно, что на импульсной фазе роста потока ЖР излучения происходило систематическое увеличение высоты петельной структуры: на $(h_1 - h_2)/h_1 \sim 50\%$ для верхней границы и 25% для нижней границы. Средняя скорость подъёма: $V \sim 50$ км/с для верхней границы и $V = 30\text{--}50$ км/с для нижней границы. На фазе спада потока ЖР излучения, началось уменьшение высоты петли на $(h_1 - h_2)/h_1 \sim 20\%$ для верхней границы и 50% для нижней границы. Средняя скорость уменьшения высоты: $V = 7\text{--}8$ км/с для верхней границы и $V = 7\text{--}12$ км/с для нижней границы.

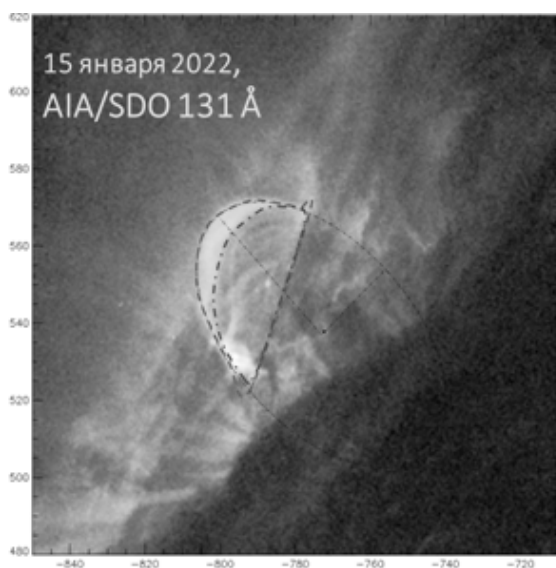


Рис. 1.

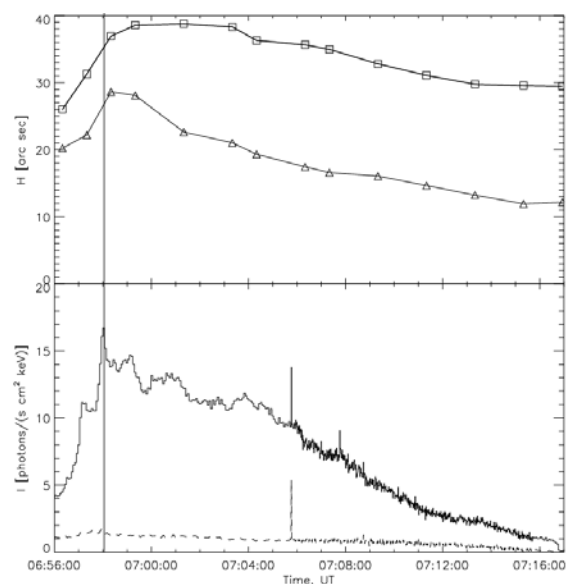


Рис. 2.

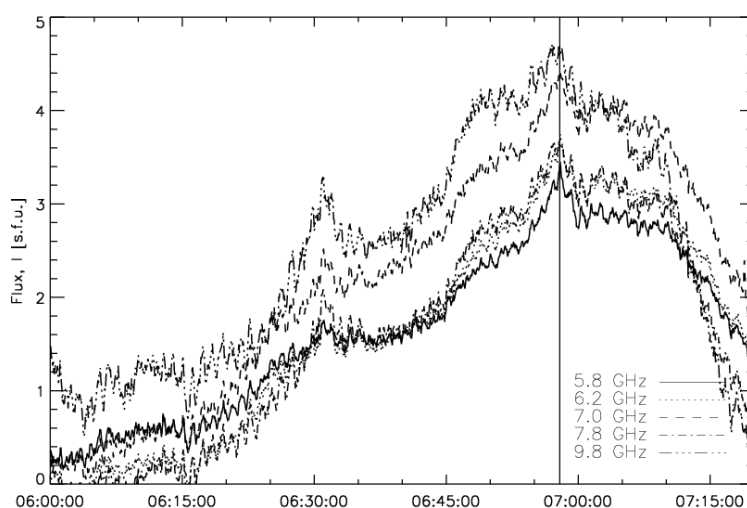


Рис. 3.

Первые видимые уярчения на УФ изображениях в линии 131 Å появились в интервале 06:45–06:50 UT в области левого основания петельной структуры. Поднимающаяся петельная структура стала отчётливо видна после 06:54 UT. Начало заметного роста потока рентгеновского излучения по данным Fermi (4–14 кэВ) наблюдалось примерно в это же время (рис. 2). Однако анализ корреляционных временных профилей потока радиоизлучения по данным Сибирского радиогелиографа в диапазоне 6–12 ГГц показывает (рис. 3), что процесс энерговыделения начался гораздо раньше – уже в интервале 06:15–06:30 UT. Во время первых видимых в ультрафиолете уярчений происходит заметное увеличение скорости возрастания радиопотока. Максимальный рост высоты петельной структуры совпадает с максимумом (~ 06:58 UT) как микроволнового, так и рентгеновского (4–14 кэВ) излучения (вертикальная линия на рис. 2 и 3).

Обсуждение и выводы

Анализируя динамику вспышечного процесса в этой вспышке, мы обнаружили новый характер поведения петельной структуры. В отличие от ранее известных случаев видимого сокращения размеров вспышечных петель на фазе роста и их увеличения на фазе спада потока вспышечного излучения, во вспышке 15.01.2022 имел место прямо противоположный процесс: подъём петли на фазе роста и опускание петли на фазе спада. Отличительной чертой данного события является также то, что в нём не наблюдалось ни увеличения расстояния между основаниями петельной структуры на фазе роста, ни его уменьшения на фазе спада, свидетельствующие о появлении новых вспышечных петель и характерные для известных двухленточных вспышек. Эти факты указывают на то, что петельная структура поднималась и опускалась как единое целое, давая основание для предположения о важной роли изменения в ходе вспышки величины свободной магнитной энергии во вспышечной петле (азимутальной компоненты магнитного поля и силы электрического тока) в динамике высоты вспышечной петли. Например, согласно работе [9], увеличение тока в петле может приводить к подъёму петли и, наоборот, уменьшение тока – к уменьшению высоты петли, к её сжатию. Указанные физические процессы требуют специального рассмотрения и будут изучены в последующей работе.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ, грант № 22-12-00308.

Литература

1. *Sui, L., & Holman, G.D.* // *ApJ*, 2003, 596, L251.
2. *Li, Y.P., & Gan, W.Q.* // *ApJ*, 2005, 629, L137.
3. *Kopp, R.A., & Pneuman, G.W.* // *Sol. Phys.*, 1976, 50, 85.
4. *Bogachev, S.A., Somov, B., Kosugi, T., & Sakao, T.* // *ApJ*, 2005, 630, 561.
5. *Ji, H., Wang, H., Goode, P.R., et al.* // *ApJ*, 2004, 607, L55.
6. *Su, Y., Golub, L., & Van Ballegoijen, A.A.* // *ApJ*, 2007, 655, 606.
7. *Ji, H., Huang, G., Wang, H., et al.* // *ApJ*, 2006, 636, L173.
8. *Reznikova, V.E., Melnikov, V.F., Ji, H.S., Shibasaki, K.* // *ApJ*, 724, 2010, 171.
9. *Zaitsev, V.V. & Stepanov, A.V.* // *Ge&Ae*, 2020, 60, 915.

**МИКРОВОЛНОВАЯ ЭНЕРГЕТИКА
МЕЖЗВЁЗДНОГО/МЕЖПЛАНЕТЕНОГО ПРОСТРАНСТВА:
МОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ**

Авакян С.В.¹, Баранова Л.А.²

¹*Всероссийский научный центр ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия*

²*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

**MICROWAVE ENERGETICS
OF INTERSTELLAR/INTERPLANETARY SPACE:
MODEL WRITE-UP**

Avakyan S.V.¹, Baranova L.A.²

¹*All-Russian Scientific Center "S.I. Vavilov State Optical Institute", St-Petersburg, Russia*

²*A.F. Ioffe Physico-Technical Institute RAS, St-Petersburg, Russia*

From the standpoint of modern achievements in the physics of solar-terrestrial links the energy prerequisites for the operation of a microwave quantum propulsion device for interplanetary flights are presented in comparison with analogues – electric propulsion engines and A. Bond's Starship engines. The possibility of using solar mm-radiation for flights to Mars and beyond is shown. The special, controlling role of microwave absorption from an external source is taken into account in the formation of a supramolecular ion immediately in a highly excited state – "a polyatomic Rydberg molecule". For practical purposes – space flights based on the energy of outer space, a new term has been put forward – a quantum propulsor: a device for converting the energy of the environment, including the microwave background radiation (relict) of the Universe, into the work of moving a vehicle. The idea of such propulsion includes their design combination with electric and liquid rocket engines. In fact, a 100% contribution to the hidden "dark" energy of the Universe is substantiated by the effect of induced (stimulated) emission of a mm-quantum of relict radiation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2022-331-336

Физические проблемы воздействия космических, прежде всего, солнечно-геомагнитных факторов, на земные явления всегда были зоной повышенного интереса отечественной и мировой науки. Согласно [1–5], возможно, что именно регистрируемое в периоды солнечных вспышек и особенно магнитных бурь (полярных сияний) микроволновое излучение земной ионосферы является той силой, которая управляет функциональным состоянием каждого биообъекта и влияет на изменение погоды. Опыт использования супрамолекулярного подхода к определению вклада солнечно-геомагнитной активности в погодно-климатические явления, включая современный этап глобального потепления, показал нам реальный путь раскрытия природы солнечно-земных связей А.Л. Чижевского [6]: "... Чувствительность той или иной химической системы к воздействию космических сил связана с её структурой – иными словами, с геометрическими и

энергетическими факторами её молекулярного строения и сложностью её организации. По мере изучения структуры воды и её коллоидов мнение это с каждым днём укрепляется”. Так что нами *цель работы развивается на основе введения в рассмотрение энергетики коллоидной системы – Ридберговских молекул* из числа гидритов (прежде всего воды) межзвёздных/межпланетных молекулярных облаков при их взаимодействии с микроволновым реликтовым, а также солнечным мм-излучением.

В [4, 5] дано обоснование открытия А.Г. Гурвича [7], как в отношении эффекта возникновения излучения при делении (митозе) клеток, в том числе, злокачественных, – «митогенетических лучей», так и связываемого с ним понятия биополя – неотъемлемой характеристики «формообразования» живой ткани организма при заживлении ран, прежде всего, в микрохирургии. Такой результат полностью согласуется с по регистрацией [8] выхода УФ-излучения в сопутствующих спонтанных переходах, выполненным именно для доказательств важности опытов Гурвича. При этом, понятие биополя в открытии А.Г. Гурвича обосновано уже в [4, 5] как индуцированное испускание (постулированное А. Эйнштейном в 1916 г.) микроволнового кванта той же частоты, поляризации, фазы, движущегося в том же направлении, что и проходящий поток квантов микроволн из ионосферы.

Приведённые выше результаты позволили нам, во-первых, предложить возможное объяснение вклада индуцированного испускания фонового – реликтового излучения Вселенной в его абсолютном максимуме в мм-диапазоне, в скрытую («тёмную») энергию космоса [9], во-вторых, привлечь микроволновую энергетику межзвёздного/межпланетного пространства к использованию в качестве рабочей среды квантового движителя при межпланетных перелётах [10]. Ведь всё более очевидно, что традиционные подходы с использованием ЖРД в межпланетных полётах бесперспективны, поскольку уже достигнуты химические пределы их возможностей. Напомним, что ещё в 2003 г., согласно материалам [11], планировалось в мае 2018 года начать первый пилотируемый полёт к Марсу в составе шести человек, при этом в стартовом весе космического корабля, из примерно 900 т, до 90% занимала масса жидкостного топлива для полёта туда-обратно [12].

Наша идея [10], с использованием в дальних космических перелётах энергетики самого космического пространства в квантовом микроволновом движителе, включает как учёт возможностей дополнительного индуцированного испускания квантов фонового – реликтового мм-излучения, а также и теплового (вне импульсной фазы радиовсплеска) мм-излучения от Солнца, так и энергетику Ридберговских полиатомных молекул из простых гидритов и водорода межзвёздной/межпланетной среды. Дело в том, что согласно Модели межзвёздных молекулярных облаков Бюраканской астрофизической обсерватории им. В.А. Амбарцумяна [13] основное содер-

жание этих облаков (при их плотности от 10^2 до 10^7 см⁻³ (последняя величина относится к ядрам Галактик)) составляют молекулы H₂ и тройка простых гидритов (воды, аммиака и метана). У всех этих молекул, и особенно у гидритов, очень велико сродство к протону, что быстро приводит, через переход протона от соседней молекулы, к образованию супрамолекулярных ионов H₃⁺, гидроксония, аммония и CH₅⁺ и более сложных ассоциатов. Важнейшим обстоятельством, в рамках развитой супрамолекулярной физики окружающей среды и космического пространства является учёт особей, *управляющей роли* микроволнового поглощения от внешнего источника [2, 4–6], при образовании сразу высоковозбуждённой «полиатомной Ридберговской молекулы [14]». Поэтому возможно рассматривать дополнение каналов известного "мазерного эффекта в космосе" при учёте вынужденного (индуцированного) излучения с высоковозбуждённых уровней Ридберговских молекул, чувствительного к внешнему микроволновому источнику и к тепловому равновесному излучению среды, включая фоновое – реликтовое. Квантовомеханическая оценка [9] выполнена для мощного [15] магнетара 1900+14, с целью верифицировать, что зарегистрированное (в ~ 2500 раз) распытие во времени микроволнового импульса, по сравнению с гамма-/рентгеновским всплеском связано с вкладом цепи актов индуцированного испускания.

Итак, *супрамолекулярная физика [2-5] – физика за пределами молекулы (атомно-молекулярного остова), в эволюции которой к надмолекулярным структурам (кластерам, ассоциатам) принимает участие внешний поток микроволнового излучения, поглощаемый ридберговски возбуждённым компонентом молекулярного комплекса, с усилением его стабильности.* Это достигается тем, что при поглощении кванта микроволн растёт орбитальный момент электрона (l), он не проникает в ионный остов, и поэтому выход кластеров увеличивается. Т.о., учитывается энергия кулоновского взаимодействия в водосодержащей среде, аккумулируемая в образующемся полиатомном комплексе, возбуждённом в очень высокое энергетическое электронное состояние, близкое к границе ионизации, т.е. более ~10 эВ [2–5]. Время жизни этого состояния доходит до 10 сек [16, с. 281], что реализуемо в межзвёздной среде [17, стр. 123-126], где «примерно половина массы водорода находится в молекулярной форме». В [18] Д.К. Максвелл в 1874 г. предугадал наш подход «...Атомы...случайными объятиями породили все, что есть. И хотя они, кажется, цепляются друг за друга, и формируют здесь «ассоциации», да рано или поздно они рвут свою привязь, в пользу глубин космической карьеры».

Для практических целей – космических перелётов на базе энергетики космического пространства, в [10] был выдвинут *новый термин – квантовый движитель*: устройство для преобразования энергии среды, в т. ч. микроволнового реликтового излучения Вселенной, в работу по перемещению транспортного средства. Идея о таких движителях включает и их

предлагаемое в отечественных разработках совмещение с электрическими и жидкостными ракетными двигателями (ЭРД и ЖРД).

Реликтовое излучение Вселенной имеет наивысший энергетический максимум как раз в микроволновом диапазоне (от 6 до 0,6 мм). При этом во Вселенной на каждый атом приходится до одного миллиарда квантов этого фонового излучения [19, с. 134], а энергия кванта с длиной волны 1 мм составляет более $\sim 0,001$ эВ. Следовательно, в сумме это способно дать до 10^6 эВ в энергетике потока индуцированных квантов микроволнового диапазона. Расчётные оценки показывают, что, с учётом *средней плотности* 10^3 см^{-3} для H_2 и гидридов в среде передвижения космического аппарата, ему может передаваться не более $0,005 \text{ Дж/м}^3$ микроволновой энергии фонового (реликтового) излучения, при этом учитывается, что количество атомов в H_2O – три. При наличии камеры захвата налетающего потока диаметром 2 м суммарное значение поступающей энергии достигнет $0,15 \text{ Дж/м}$, что соответствует тяге в **0,15 Н**. Полученная величина при сопоставлении с данными параметров ЭРД [20, стр. 446], реально входит в диапазон вариаций табличных параметров тяги ЭРД: от 0,0001 до 1 Н. Тогда в паре с ЭРД, имеющим удельный импульс до 100 км/с и более, это позволяет обеспечивать всю энергетику межпланетных перелётов за счёт совокупности тяги на рабочих средах, как реликтовом мм-излучении, так и плазме, создаваемой в камере ЭРД. Здесь мы учитываем [20, стр. 447], что: **«Проектные исследования показали целесообразность применения ЭРД в ...качестве маршевых двигателей космических аппаратов, совершающих ...межпланетные перелёты»**. Напомним, что оценочный расчёт сделан для величины *средней* плотности H_2 и гидридов, а для её верхних – по [13] значений (10^4 и 10^7 см^{-3}), тяга квантового движителя на реликтовом микроволновом излучении может достигать **от 1,5 до 1500 Н**.

В [21], в статье А. Bond “Starships”, pp. 258-268, представлены варианты двигателя космического корабля, использующие в работе межзвёздный газ с возможным вкладом физико-химической механики эффекта скоростного напора (ram-effect), что может увеличить тягу и нашего квантового движителя по расчётным оценкам не менее 2000 раз [10] – **от 300 Н до 3 МН**. Реально величина скоростного напора может расти с увеличением скорости космического аппарата как минимум в линейной зависимости. Это позволяет рассчитывать на величины тяги **от 100 кН и выше**. Солнечный радиопоток (на орбите Земли) даёт как минимум ещё на порядок большую (до 10^7 эВ) величину в энергетике индуцированного потока квантов мм-диапазона, чем реликтовое излучение, с достижением, возможно, ещё до порядка величины большего проектного значения тяги – **до десятка МН**.

Возможный вклад потока микроволн от вынужденного испускания кванта при прохождении реликтового излучения достигает $\sim 3/4$ потока мм-фонового излучения в поток тёмной энергии Вселенной. Это значение по-

лучено нами из соотношения $2/2,7183$, т.е. $2/e = \sim 0,736$. Учитывался статистический характер излучения и среднее значение длины свободного пробега (глубины проникновения) кванта первичного потока мм-излучения. На втором пробеге уже достигим в сумме полный 100%-ный вклад ($0,736/2,718 = 0,271 + 0,736 = \sim 1$) в скрытую – «тёмную» энергию Вселенной.

Заключение

1). В настоящей работе предложена и обоснована схема супрамолекулярного подхода к микроволновой энергетике межзвёздных/межпланетных молекулярных облаков – основного наполнения Вселенной.

2). Обсуждается использование мазерного эффекта на индуцированном компоненте реликтового излучения. В космическом мазере накачка м.б. связана «...с протеканием в космосе химических реакций». В физике межзвёздных облаков это означает, что мы предлагаем рассматривать неучитываемый до сих пор резервуар энергии Космоса, тот, который относят в современной космологии к скрытой энергии. Именно это способно обеспечить соотношение около $1:20$ для обычного барионного вещества ($\sim 4\%$) и величины средней плотности энергии для *скрытой* («тёмной») энергии (73%). Мы используем термин «*скрытая*», т.к. это, по-видимому, и позволяет полагать, что «тёмная» энергия – это лишь неучитываемая часть потока вынужденного микроволнового *реликтового излучения*, обеспечивающая 100%-ный вклад в скрытую энергию Вселенной.

3). Поскольку во Вселенной на каждый атом приходится до одного миллиарда квантов реликтового излучения, а *энергия кванта с длиной волны 1 мм составляет более 0,001 эВ*, то в энергетике потока индуцированных микроволновых квантов в сумме это даёт до 10^6 эВ.

Литература

1. *Авакян С.В.* Микроволновое излучение ионосферы как фактор воздействия солнечных вспышек и магнитных бурь на биосферу // *Опт. ж.* 2005. 72(5). 41-49.
2. *Авакян С.В.* Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы и новые подходы // *Геомагнетизм и аэрономия.* 2008. 48(4): 435–442.
3. *Авакян С.В.* Супрамолекулярная физика окружающей среды: климатические и биофизические эффекты // *Вестник РАН.* 2017. 87(5): 458-466.
4. *Авакян С.В., Баранова Л.А.* Микроволновые излучения в проблеме современных вирусных заболеваний // *Вестник РАН.* 2022. 92(4) 372-383.
5. *Avakyan S.V., Baranova L.A.* Microwave radiations of environment: on the possibility of inhibition of malignant mitosis // *J. Clinic. Images and Medical Case Reports.* 2022. 3 (8): 2013.
6. *Чижевский А.Л.* Космический пульс жизни. Земля в объётах Солнца. – Гелиотараксия. М.: Мысль. – 1976, с.719.
7. *Гурвич А.Г.* Принципы аналитической биологии и теории клеточных полей – М.: Наука. – 1991.
8. *Chariton J., Frank G., Kannegiesser N.* Uber die Wellenlange und Intensitat mitogenetischer Strahlung // *Naturwissenschaften.* 1930. Н 19. 411-413. [Первая публ. русс яз.: Ха-

- ритон Ю., Франк Г., Каннегиссер Н., “Франк Г.М. Биофизика живой клетки (Избранные труды)” – М.: Наука. – 1982. 161-166.
9. *Авакян С.В., Баранова Л.А.* Использование результатов супрамолекулярной солнечно-земной физики при решении космологических проблем: 1. Экспериментальные предпосылки. 2. Модельное описание / Тр. XXV Всер. ежег. научной конф. «Солнечная и солн.-земная физика» / Под ред. Степанова А.В., Наговицына Ю.А., 8.10.21, ГАО РАН, 2021. 23-30.
 10. *Авакян С.В., Баранова Л.А., Ковалёнок В.В., Савиных В.П.* Первооткрыватель роли ридберговского возбуждения микроволнового излучения в дальнем космосе. / Доклад, вкл. в программу Первого засед. Конф. АКЦ ФИАН «Вселенная: от большого взрыва до наших дней», посвящённой 90-летию академика Н.С. Кардашева, М.: АКЦ ФИАН, 25-26.04.22, 9 стр.
 11. Intern. Conf. “Systems and technologies for future exploration and development of space”, ISTC, M., 2003.
 12. *Ковалёнок В.В., Авакян С.В. и др.* Солнечный патруль и некоторые проблемы пилотируемого полёта к Марсу // Опт. ж. 2005, 72(8). 49-53.
 13. *Егикян А.Г.* Об облучении пыли в молекулярных облаках. 1. УФ дозы // Астрофиз. 2009. 52(2). 311-324.
 14. *Gallas J.A.C., Leuchs G., Wallher H., Figger H.* Rydberg atoms: high-resolution spectroscopy and radiation interaction - Rydberg molecules // Adv. in Atomic and Molec. Phys. 1985. V. 20. P. 413-466.
 15. *Степанов А.В.* Радиоизлучение магнетаров // Вторая Всероссийская конференция «Наземная радиоастрономия в России. XXI век. Памяти Ю.Н. Гнедина и Д.А. Варшаловича». 21-25.09.20 г., САО РАН.
 16. *Миронова Г.А.* Конденсированное состояние вещества: от структурных единиц до живой материи. – М.: Физфак МГУ. 2004. Т.1. 532 с.
 17. *Сороченко Р.Л., Гордон М.А.* Рекомбинационные радиолнии. Физика и астрономия. – М.: ФИЗМАТЛИТ. 2003.
 18. *Maxwell J.C.* Molecular Evolution. Belfast: 1874.
 19. Физическая энциклопедия, т. 3. – М.: Большая Росс. энцикл. – 1992. 672 с.
 20. Космонавтика. Энциклопедия. (Гл. ред. В.П. Глушко). – М.: Изд-во «Советская энциклопедия». – 1985. 528 с.
 21. *Gatland K.* The illustrated Encyclopedia “SpaceTechnology. A comprehensive history of space exploration”. – Salamander Books LTD, L. – 1982. 295 p.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абраменко В.И.* 3, 189, 193, 255
Абрамов-Максимов В.Е. 9, 17
Авакян С.В. 331
Анфиногентов С.А. 143
Арльт Р. 123
Ахтемов З.С. 13
Бакунина И.А. 9, 17
Баранов Д.Г. 41
Баранова Л.А. 331
Белова О.М. 185
Бембитов Д.Б. 91, 315
Березин И.А. 21, 263
Биленко И.А. 25
Бондарь Н.И. 29
Быков В.Ю. 131
Бычков К.В. 185
Васильев Г.И. 33, 225
Ватагин П.В. 169
Веретененко С.В. 37
Вернова Е.С. 41, 165
Волобуев Д.М. 45, 241
Вольвач А.Е. 61
Вохмянин М.В. 123
Гетлинг А.В. 49, 53
Головко А.А. 57
Гопасюк О.С. 61
Горбачев М.А. 65
Горбунов М.А. 69
Горшков А.Б. 185
Григорьева И.Ю. 73, 251, 307
Губченко В.М. 77
Данилова О.А. 81
Демина И.М. 229
Дергачёв В.А. 37, 85, 173, 177
Дертеев С.Б. 91
Дмитриев П.Б. 37
Ерофеев Д.В. 95
Ерофеева А.В. 95
Жданов Д.А. 213
Жукова А.В. 99, 103
Загайнова Ю.С. 107
Зайцев В.В. 111, 115
Зелёный Л.М. 147
Зимовец И.В. 119
Золотова Н.В. 123
Иванов В.Г. 127
Ильин Г.Н. 131
Исаева Е.А. 287
Ишков В.Н. 135
Калинин А.А. 139
Калинина Н.Д. 139
Кальтман Т.И. 119
Каракотов Р.Р. 143
Кафтан В.И. 161
Кацова М.М. 245
Кашапова Л.К. 213
Кислов Р.А. 147
Кичатинов Л.Л. 151
Ковальцов Г.А. 157
Комитов Б.П. 161
Константинов А.Н. 225
Копылова Ю.Г. 291
Королькова О.А. 247
Косовичев А.Г. 49, 53
Костюченко И.Г. 165
Kotrč P. 185
Кудрявцев И.В. 169, 173, 177
Кузнецов А.А. 143
Кузьменко И.В. 181
Куприянова Е.Г. 111
Купряков Ю.А. 185
Куценко А.С. 189, 193
Куценко О.К. 189
Литвишко Д.В. 193
Лютиков М. 237
Макаренко Н.Г. 241
Малащук В.М. 13
Малова Х.В. 147

- Мелихова Е.С.* 33
Мельников В.Ф. 17, 279, 327
Мерзляков В.Л. 197, 201
Мешалкина Н.С. 327
Михаляев Б.Б. 91, 315
Можаровский С.Г. 205
Моргачев А.С. 209
Моторина Г.Г. 209
Мотык И.Д. 213
Наговицын Ю.А. 127, 177, 217
Низамов Б.А. 119
Обридко В.Н. 245
Овчинникова Е.П. 295
Ожередов В.А. 221
Осипова А.А. 217
Остряков В.М. 157, 225
Павлов А.К. 33, 225
Певцов А.А. 217
Петерова Н.Г. 131
Попов В.Ю. 147
Птицына Н.Г. 81, 229
Рагульская М.В. 233
Руменских М.С. 115
Рыспаева Е.Б. 237
Садовский А.М. 251
Салахутдинова И.И. 57
Серенкова А.Ю. 245
Сетов А.Г. 213
Скакун А.А. 45, 241
Смирнова В.В. 209
Соколов Д.Д. 245
Соловьев А.А. 247
Старкова Л.И. 201
Степанов А.В. 111, 291
Струмминский А.Б. 73, 221, 251
Ступишин А.Г. 119
Сулейманова Р.А. 255
Тлатов А.Г. 21, 259, 263, 267
Тлатова К.А. 267
Топчило Н.А. 131
Тясто М.И. 41, 81
Файнштейн В.Г. 107
Фёдоров В.М. 271, 275
Федотова А.А. 303
Филатов Л.В. 279
Фролов Д.А. 225
Фролов Д.М. 275
Фурсяк Ю.А. 283
Хабарова О.В. 147
Ходаченко М.Л. 115
Холтыгин А.Ф. 237
Цап Ю.Т. 13, 209, 287, 291
Чариков Ю.Е. 295
Шабалин А.Н. 295
Шамсутдинова Ю.Н. 213
Шаповалов С.Н. 299, 303
Шапошников В.Е. 115
Шараг С.П. 157
Шарыкин И.Н. 119
Шаховская А.Н. 73, 307
Шибяев И.Г. 311
Шивидов Н.К. 315
Шляпников А.А. 29, 65, 69, 319
Шрамко А.Д. 209
Юшков Е.В. 245
Якубовская И.В. 61
Якунина Г.В. 323

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Абраменко В.И.

Проявления турбулентной составляющей глобального солнечного динамо 3

Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.

Предвспышечные флуктуации микроволнового излучения активных областей 9

Ахтемов З.С., Цап Ю.Т., Малащук В.М.

Магнитное поле солнечных пятен по измерениям в обсерватории Маунт-Вилсон и радиоизлучение $F_{10.7}$ на фазе спада и минимума 24 цикла 13

Бакунина И.А., Мельников В.Ф., Абрамов-Максимов В.Е.

Особенности корональных магнитных структур в бессиловом приближении для активных областей со вспышками рентгеновского класса М, сопровождающимися и не сопровождающимися корональными выбросами масс 17

Березин И.А., Тлатов А.Г.

Моделирование скорости солнечного ветра на основе различных параметров коронального магнитного поля 21

Биленко И.А.

Закономерности формирования и циклических вариаций солнечных магнитных полей разных масштабов в 21–25 циклах 25

Бондарь Н.И., Шляпников А.А.

Поиск малоамплитудных периодических изменений блеска у звезды HD 168443 с планетной системой 29

Васильев Г.И., Мелихова Е.С. Павлов А.К.

Изотопные следы активности раннего Солнца 33

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

Долговременные изменения основных траекторий внетропических циклонов в Северной Атлантике и их возможная связь с солнечной активностью 37

Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.

Два типа потоков магнитного поля в фотосфере Солнца 41

Волобуев Д.М., Скакун А.А.

Редукция погрешностей солнечных и климатических индексов на основе гипотезы о непрерывной динамической связи Солнце–климат 45

Гетлинг А.В., Косовичев А.Г.

Суперротация структур супергрануляционного поля в конвективной зоне Солнца на различных глубинах 49

Гетлинг А.В., Косовичев А.Г.

Течения в конвективной зоне Солнца: масштабы и вариации мощности в цикле солнечной активности 53

Головко А.А., Салахутдинова И.И.

Особенности структуры и динамики активной области №12673, связанные со вспышками 57

Гопасюк О.С., Вольвач А.Е., Якубовская И.В.

Поток магнитного пересоединения во время двух вспышек 6 сентября 2017 г. 61

Горбачев М.А., Шляпников А.А.

Поиск периодических изменений блеска и вспышечной активности у красных карликов среди объектов глубокого обзора экваториальной области по данным eROSITA 65

Горбунов М.А., Шляпников А.А.

Идентификация в оптическом диапазоне спектра объектов из нового каталога «Звёзд с активностью солнечного типа» среди источников рентгеновского и радиоизлучения 69

Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Шаховская А.Н.

О наблюдательных свидетельствах перестройки магнитной конфигурации активных областей в тепловом/нетепловом излучении, связанном с солнечными вспышками X7.1 20.01.05, M5.1 17.05.12 73

Губченко В.М.

Электронные скиновые масштабы и безразмерные параметры в физике разлетов горячей плазмы с анизотропией и асимметрией ее функции распределения 77

Данилова О.А., Птицына Н.Г., Тясто М.И.

Явления гистерезиса во взаимосвязи жесткости обрезания космических лучей и параметров магнитосферы во время бури 15 мая 2005 г. 81

Дергачев В.А.

Колебания климата в Антарктическом регионе на длительной временной шкале и текущие изменения климата 85

<i>Дертеев С.Б., Бембитов Д.Б., Михалев Б.Б.</i> Неадиабатические медленные магнитозвуковые волны в солнечной короне	91
<i>Ерофеев Д.В., Ерофеева А.В.</i> Исследование закона Джоя по данным Уссурийской астрофизической обсерватории	95
<i>Жукова А.В.</i> Влияние метода обработки длительных рядов наблюдений на отображение циклических вариаций регулярных и нерегулярных активных областей	99
<i>Жукова А.В.</i> Способы определения статистической значимости наблюдаемой северо-южной асимметрии активных областей	103
<i>Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г.</i> Исследование влияния мощных взрывных процессов в активных областях на характер колебаний параметров магнитного поля в тени солнечных пятен, формирующих эти области	107
<i>Зайцев В.В., Степанов А.В., Курьянова Е.Г.</i> Диссипация электрического тока в атмосфере Солнца: роль нейтральной компоненты плазмы	111
<i>Зайцев В.В., Шапошников В.Е., Ходаченко М.Л., Руменских М.С.</i> Об эффективности радиоизлучения на удвоенной плазменной частоте в магнитосфере экзопланеты HD189733b	115
<i>Зимовец И.В., Шарыкин И.Н., Кальтман Т.И., Ступишин А.Г., Низамов Б.А.</i> Предвспышечные пульсации с источниками вне активной области основной вспышки	119
<i>Золотова Н.В., Вохмянин М.В., Арльт Р.</i> Ревизия солнечных данных архивов Георга Кристофа Эймарта	123
<i>Иванов В.Г., Наговицын Ю.А.</i> Связи между смежными 11-летними солнечными циклами и их взаимная обусловленность	127
<i>Ильин Г.Н., Быков В.Ю., Петерова Н.Г., Топчило Н.А.</i> Яркостная температура Солнца по наблюдениям затмения 10.06.2021 г. в диапазоне линии водяного пара (1.35 см)	131

Ишков В.Н.

Солнечные циклы средней величины в разные эпохи солнечной активности 135

Калинин А.А., Калинина Н.Д.

Расчет спектра затменного протуберанца 29.03.2006 в неоднородной модели, включающей переходный слой протуберанец-корона 139

Каракотов Р.Р., Кузнецов А.А., Анфиногентов С.А.

Оценка параметров sloshing-колебаний во вспышечных корональных петлях по данным наблюдений SDO/AIA 143

Кислов Р.А., Малова Х.В., Хабарова О.В., Попов В.Ю., Зелёный Л.М.

Проблема затекания плазмы в гелиосферный токовый слой при наличии замкнутых линий магнитного поля 147

Кичатинов Л.Л.

Дифференциальное вращение и циклы активности звезд солнечного типа 151

Ковальцов Г.А., Остряков В.М., Шараг С.П.

Особенности изотопного состава СКЛ 157

Комитов, Б.П., Кафтан В.И.

Нижняя ионосфера и земные тектонические процессы 161

Костюченко И.Г., Вернова Е.С.

Характеристики активных областей маркирующих активные долготы в минимуме солнечной активности между циклами 24/25 165

Кудрявцев И.В., Ватагин П.В.

Динамика ленгмюровских волн при индуцированном рассеянии на тепловых электронах и ионах солнечной плазмы. Анизотропный случай 169

Кудрявцев И.В., Дергачёв В.А.

Гелиосферный модуляционный потенциал, солнечная активность и скорость роста болотных отложений на Северо-Западе России в Голоцене 173

Кудрявцев И.В., Дергачёв В.А., Наговицын Ю.А.

Содержание космогенных изотопов ^{10}Be и ^{14}C в природных архивах, вариации климата Земли и солнечная активность в середине Голоцена 177

Кузьменко И.В.

Депрессия микроволнового излучения как отклик на возникновение джета 181

Купряков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М., Горшков А.Б., Kotrč P. Анализ и расчет модели эруптивного протуберанца	185
Куценко О.К., Абраменко В.И., Куценко А.С. Спектры мощности магнитного поля затухающих активных областей	189
Литвишко Д.В., Куценко А.С., Абраменко В.И. Анализ дифференциального вращения анти-Хейловских активных областей	193
Мерзляков В.Л. Энергетические факторы солнечных вспышек	197
Мерзляков В.Л., Старкова Л.И. Области энерговыделения в солнечной короне	201
Можаровский С.Г. Наблюдение нисходящих потоков плазмы полутени	205
Моторина Г.Г., Цап Ю.Т., Смирнова В.В., Моргачев А.С., Шрамко А.Д. Предвестники солнечных вспышек и суб-терагерцовое излучение события 28.03.2022	209
Мотык И.Д., Сетов А.Г., Шамсутдинова Ю.Н., Жданов Д.А., Кашапова Л.К. Исследование связи между микроволновым и метровым излучением всплеска на фазе спада круговой вспышки 22 мая 2021 по данным Сибирского радиогелиографа и Иркутского радара некогерентного рассеяния	213
Наговицын Ю.А., Осипова А.А., Певцов А.А. Две популяции групп солнечных пятен и меридиональные скорости на Солнце	217
Ожередов В.А., Струминский А.Б. Статистическая модель ускорения КВМ	221
Павлов А.К., Васильев Г.И., Константинов А.Н., Остряков В.М., Фролов Д.А. Солнечная активность за последние 10 миллионов лет	225
Птицына Н.Г., Демина И.М. Модель частотной модуляции 11-летнего цикла солнечной активности	229

Рагульская М.В. Солнечная активность и факторы социального регулирования в развитии пандемии COVID-19	233
Рыспаева Е.Б., Холтыгин А.Ф., Лютиков М. Магнитосферная аккреция на Ae/Be звезды Хербига и звезды Т Тау	237
Скакун А.А., Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г. Сравнение влияния галактических космических лучей и полного потока солнечного излучения на явление Эль-Ниньо	241
Соколов Д.Д., Кацова М.М., Обридко В.Н., Серенкова А.Ю., Юшков Е.В. Экзопланеты и природа магнитных циклов активности звезд	245
Соловьев А.А., Королькова О.А. Двойное магнитное волокно как элемент тонкой структуры вспышечной конфигурации	247
Струминский А.Б., Садовский А.М., Григорьева И.Ю. Магнитная детонация и ускорение КВМ во вспышке X3.4 13 декабря 2006	251
Сулейманова Р.А., Абраменко В.И. Долготное распределение активных областей в максимуме 23 солнечного цикла	255
Тлатов А.Г. Время жизни солнечных пор и пятен	259
Тлатов А.Г., Березин И.А. Восстановление крупномасштабного магнитного поля методом аппроксимации I-профилей Стокса	263
Тлатова К.А., Тлатов А.Г. Изучение эффекта Вильсона по данным анализа усредненных форм солнечных пятен	267
Фёдоров В.М. Экстремумы летней инсоляции Земли в северном полушарии и глобальные климатические события голоцена	271
Фёдоров В.М., Фролов Д.М. Особенности транзитного облучения окружающего Землю пространства	275

Филатов Л.В., Мельников В.Ф.

Ускорение нетепловых электронов при согласованном взаимодействии с турбулентностью вистлеров во вспышечной петле 279

Фурсяк Ю.А.

Крупномасштабные электрические токи в процессах нагрева короны Солнца 283

Цап Ю.Т., Исаева Е.А.

О связи солнечных космических лучей с радиовсплесками II типа 287

Цап Ю.Т., Степанов А.В., Копылова Ю.Г.

Суб-терагерцовое излучение звездных вспышек 291

Шабалин А.Н., Овчинникова Е.П., Чариков Ю.Е.

Корональные источники жесткого рентгеновского излучения в моделях солнечных вспышек с вертикальным токовым слоем: наблюдения и моделирование 295

Шановалов С.Н.

Тенденции солнечного излучения в диапазоне UVB-UVA (арх. Северная Земля) 299

Шановалов С.Н. Федотова А.А.

Зависимость показателей риносинуситов от притока солнечного ультрафиолетового излучения 303

Шаховская А.Н., Григорьева И.Ю.

Исследование событий, предшествующих вспышкам, связанным протонными событиями, 20.01.2005, 13.12.2006, 17.05.2012 и 10.09.2017, в мягком рентгене и радиоизлучении 307

Шibaев И.Г.

Параметризация ветви роста солнечных циклов без «квазидвухлеток» 311

Шивидов Н.К., Бембитов Д.Б., Михалев Б.Б.

Дисперсионные свойства магнитозвуковых волн в солнечной короне 315

Шляпников А.А.

Звёзды с экзопланетами в новом каталоге «Звёзд с активностью солнечного типа» 319

Якунина Г.В.

Дисковые аналоги спикул II типа на Солнце 323

Мешалкина Н.С., Мельников В.Ф.

Расширение и сжатие системы вспышечных петель во время вспышки 15.01.2022 по данным в ультрафиолетовом и микроволновом диапазонах 327

Авакян С.В., Баранова Л.А.

Микроволновая энергетика межзвёздного/межпланетного пространства: модельное описание 331

Список авторов 337

Содержание 339