

ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

*XXIII ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА*

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2019**

ТРУДЫ



Санкт-Петербург
2019

Сборник содержит доклады, представленные на XXIII Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2019» (7 – 11 октября 2019 года, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 19-02-20010), секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звёзд» Научного совета «Солнце-Земля».

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

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Болгарии, Китая, Израиля, Украины, США.

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</i>)	Н.Г. Макаренко (<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>)	

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

САМООРГАНИЗОВАННАЯ КРИТИЧНОСТЬ СОЛНЕЧНОГО МАГНЕТИЗМА

Абраменко В.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

SELF-ORGANIZED CRITICALITY OF SOLAR MAGNETISM

Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Self-organization is a property of any non-linear dynamical dissipative system evolving under a driving force and positive feedback reaction. Self-organization leads to creation of order from chaos, thus, diminishing the entropy of the system. As a result, numerous tiny entities (or short events) form structures of large spatial and/or temporal scales. One of very important properties of non-linear dissipative system is intermittency in time and space, which means that the system is capable to spontaneous transition into a critical state (so called self-organized criticality, SOC), when tiny fluctuations can provoke a catastrophic avalanche of any size. An object of our research – the continuously evolving convection zone with turbulent plasma flows and magnetic fields – is an ideal example of a self-organized non-linear dissipative system. In this review, we undertake an attempt to summarize (a small part of) efforts to investigate and to prove self-organization of processes responsible for the generation, evolution and dissipation of solar magnetic fields.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-3-6

Самоорганизация – это свойство нелинейной диссипативной системы, развивающейся спонтанно под действием внешних сил и положительных обратных связей. Самоорганизация создает порядок из хаоса и ведет к уменьшению энтропии системы, в противоположность случайному процессу. Это спонтанный процесс, не требующий какого-либо контроля со стороны внешней силы. Внешняя сила зачастую порождает случайные флуктуации, которые усиливаются положительной обратной связью. В результате из множества микроскопических взаимодействий создаются макроскопические структуры. Важное свойство нелинейной диссипативной системы – перемежаемость в пространстве (фрактальность) и во времени, что подразумевает, что система способна спонтанно переходить в состояние самоорганизованной критичности. Тогда малейший толчок способен спровоцировать взрыв-лаvinу любого масштаба. Нелинейность подразумевает взаимодействие процессов на разных масштабах: например, мелко-масштабные флуктуации (в пространстве и/или во времени) порождают крупномасштабные явления в системе. Огромный арсенал методов исследования и прогнозирования таких систем наработан в разных областях знаний (см., например, [1–3]), которые будет весьма полезно применить в изучении Солнца.

Наш основной объект исследований – постоянно развивающаяся во времени и в пространстве турбулентная замагниченная плазма фотосферы и конвективной зоны Солнца, где идет процесс генерации и диссипации магнитного поля. Такая среда, по-видимому, – идеальный пример самоорганизации со спонтанными переходами в критическое состояние, с неизбежными взаимодействиями на разных масштабах, с существенной ролью флуктуаций различных масштабов. Действительно, исследования последних лет показывают, что основные признаки самоорганизации выполняются для Солнца. Так, например, в работе [4] анализ пространственно-временного распределения площади пятен (т.е., бабочек Маундера) методом разложения по ортогональным функциям показал, что существует два режима генерации поля: режим стабильно динамо (первые две моды разложения) и режим турбулентного динамо, ответственный за стохастический характер цикличности (высокие моды). Обнаружена нелинейная связь этих двух механизмов, а именно, поля, сгенерированные турбулентным динамо – это не просто случайный шум, они промодулированы (упорядочены) 11-летним циклом глобального динамо. В работах [5, 6] показано, что основной источник флуктуаций в динамо-процессе – это α -эффект. Он обусловлен мелкомасштабным (по сравнению с Солнцем) явлением: доминирующее скручивание петель порядка активной области и меньше. Авторы полагают, что именно это звено динамо-цикла порождает флуктуации солнечной цикличности на больших временных масштабах, вплоть до тысячелетий.

Как происходит образование когерентных структур в крупномасштабном магнитном поле, сгенерированном процессом динамо среднего поля? В этом вопросе могут пролить свет только теоретические изыскания и численное моделирование. Например, в [7] показано, что неустойчивость, обусловленная отрицательным магнитным давлением, перераспределяет магнитный поток и способствует образованию когерентных структур. Другой подход предложен в работе [8]: для звезды солнечного типа, но вращающейся в 3 раза быстрее Солнца, авторы увеличили число Рейнольдса и магнитное число Рейнольдса, повысив таким образом степень турбулизации и перемежаемости сгенерированных магнитных поясов тороидального поля, что привело к филаментации поля в поясах, к формированию магнитных трубок, т.е., к появлению когерентных структур. Можно, конечно, спорить о применимости этой модели к Солнцу, но что здесь важно – самоорганизация системы: усиление турбулентного хаоса привело к появлению когерентных структур большего масштаба.

Можно ли диагностировать работу динамо в конвективной зоне по данным наблюдений? Недавние исследования [9] скорости вращения пятен по данным длинных рядов наблюдений показали, что существуют две популяции солнечных пятен: крупных с сильным магнитным полем и мелких со слабым магнитным полем. Вращение популяции мелких групп быстрое

и одномодальное, тогда как вращение популяции крупных групп бимодально с медленной и быстрой компонентами. Если принять, что генерация тороидального поля из полоидального происходит там, где дифференциальное вращение наиболее сильное (это две зоны – вблизи тахоклина и вблизи поверхности), то получается, что работает распределенное динамо: крупные группы генерируются и в тахоклине, и вблизи поверхности, а мелкие – только вблизи поверхности.

Другой оригинальный подход к диагностике динамо был предложен Д.Д. Соколовым с соавторами [10]. Генерируемое динамо-процессом магнитное поле состоит из трех частей: зависящее от цикла среднее поле; результат его фрагментации (также зависит от цикла); и произведенные относительно к среднему полю и не зависящие от цикла флуктуации, обусловленные действием флуктуационного (турбулентного) динамо. Предполагается, что активные области-перевертыши, т.е. те, у которых полярность лидирующего пятна не соответствует закону полярностей Хейла (анти-Хейлы), сгенерированы флуктуационным динамо и число их не зависит от фазы цикла. Тогда в периоды минимума активности относительное число анти-Хейлов должно быть повышенным, поскольку общее число пятен мало. Именно такая картина и следует из наблюдений [10], что подтверждает наличие флуктуационного динамо.

Фрактальная природа солнечных магнитных полей – это классический аргумент в пользу самоорганизации. Этому вопросу посвящено множество научных трудов, начиная с эвристических работ Э.И. Могилевского [11]. Ввод в действие новых солнечных инструментов [12–15], равно как и разработка новых математических подходов [16], убеждают нас в сложной мульти-фрактальной организации магнитного поля на поверхности Солнца. Степень мульти-фрактальности может служить мерой сложности магнитного поля и коррелирует со вспышечной продуктивностью активных областей [15]. Предстоит еще выяснить, как мульти-фрактальность взаимосвязана с переходом в критическое состояние (вспышку), но уже сейчас ясно, что роль процессов перколяции (тепловой энергии, магнитной энергии, электрических токов) весьма существенна [17, 18]. А это тоже атрибут самоорганизации.

Суммируя, можно сказать, что единый подход: «солнечный (и звездный) магнетизм как самоорганизованная система» еще далеко не исчерпал себя.

Многое будет зависеть и от новых солнечных инструментов, и от особенностей непредсказуемого грядущего солнечного цикла.

Литература

1. *Feder, J.*, Fractals. – New York, London: Plenum Press, 1988, 672 p.
2. *Baryshev Yu., Teerikorpi P.* – Discovery of cosmic fractals, World Scientific, 2002, 373 p.
3. *Aschwanden, M. J., Scholkmann, F., Béthune, W., Schmutz, W., Abramenko, V., and 10 co-authors* // Space Sci. Rev., 2018, 214, 55.

4. *Consolini, G., Tozzi, R., P. De Michelis, P.* // *Astron. & Astrophys.* 506, 1381, 2009.
5. *Olemskoy, S.V., A.R. Choudhuri, A.R., Kitchatinov, L.L.* // *Astronomy Reports*, 57, 458, 2013.
6. *Kitchatinov, L.L.* // *Geomagnetism & Aeronomy*, 2014, 54, 867.
7. *Kapyla, P.J., Brandenburg, A., Kleeorin, N., et al.* // *MNRAS*, 2012, 422, 2465.
8. *Nelson, N.J., Brown, B.P., Brun, A.S., et al.* // *ApJ*, 2013, 762, 73.
9. *Nagovitsyn, Yu.A., Pevtsov, A.A., Osipova, A.A.* // *Astron. Lett.*, 2018, 44, 202.
10. *Sokoloff, D., Khlystova, A., Abramenko, V.* // *MNRAS*, 2015, 451, 6040.
11. *Krishan, V., Mogilevskij, E.* International Centre for Theoretical Physics, Trieste (Italy), Aug 1989.
12. *Lawrence, J., Ruzmaikin, A., Cadavid, A.* // *ApJ*, 1993, 417, 805.
13. *Abramenko, V., Yurchyshyn, V., Wang, H., et al.* // *ApJ*, 2002, 577, 487.
14. *McAteer, R.T.J., Gallagher, P., Ireland, J.* // *ApJ*, 2005, 631, 628.
15. *Abramenko, V.I., Yurchyshyn, V.B.* // *ApJ*, 2010, 722, 122.
16. *Knyazeva, I.S., Makarenko, N.G., Makarenko, I., et al.* // *Journal of Physics: Conference Series* 738, 012070, 2016.
17. *Гершберг Р.Е.* Активность солнечного типа звезд Главной последовательности, Гл. 2.5.1. Симферополь: Антиква, 2015. – 613 с.
18. *Pustil'nik, L.A.* // *Astrophys. and Space Sci.*, 1999, 264, 171.

КОЛЕБАНИЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА НА ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ СТАДИИ

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

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

²Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики»,
Нижний Новгород, Россия

OSCILLATIONS IN SOLAR ACTIVE REGIONS ON PRE-FLARE PHASE

Abramov-Maximov V.E.¹, Bakunina I.A.²

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

²National Research University Higher School of Economics, Nizhny Novgorod, Russia

We present a study of quasi-periodic oscillations (QPOs) of microwave emission from some solar active regions (ARs) on pre-flare phase. We used the Nobeyama Radioheliograph (NoRH) daily observations. The radio maps of the whole solar disk were synthesized in non-standard mode with a cadence of ten seconds and ten seconds averaging. We computed the time series of maximum brightness temperature and total flux over selected field-of-view (FOV) and used spectral wavelet analysis of the time series. We found that in most of the cases an increase in the power of QPOs before flares is observed. The periods of oscillation are different and vary from 3 to 100 minutes. The duration of pre-flare wavetrains in periods of oscillations is approximately the same for all cases and is about 5 pulses. The effect of the occurrence of the QPOs before flares can be interpreted as a relationship between MHD waves propagating along the magnetic flux tube of sunspot and beginning of the flares and can be considered as a flare precursor.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-7-10

Квазипериодические колебания (КПК) солнечного радиоизлучения были обнаружены около 50 лет назад [1, 2]. Практически сразу же были получены указания на существование связи параметров КПК со вспышечной активностью [3]. Был обнаружен эффект усиления мощности КПК микроволнового излучения перед вспышкой [4–6]. Этот эффект, первоначально обнаруженный на малых антеннах, был подтвержден наблюдениями на РТ-22 ФИАН, РТ-22 КраО и ТНА-1500 [7–10].

С использованием данных наблюдений радиогелиографа Нобейма (NoRH) были детально исследованы КПК микроволнового излучения с различными периодами [11, 12]. Был обнаружен ряд случаев возрастания мощности КПК перед вспышками с различными периодами: 3 минуты [13, 14], 10 минут [15], 100 минут [16]. Причем во всех случаях длительность предвспышечных цугов в периодах колебаний оказалась примерно одинаковой. Аналогичный эффект был обнаружен в мягком рентгеновском излучении по данным GOES [17].

Целью данной работы является дальнейшее исследование обнаруженного эффекта усиления КПК перед вспышками.

Для работы были использованы ежедневные наблюдения Солнца, выполненные на NoRH на частоте 17 ГГц (1.76 см). Основные этапы обработки данных описаны, например, в работе [14]. Для вейвлет-анализа использовался вейвлет Морле 6-го порядка. Для вычитания тренда использовался полином 4-го порядка.

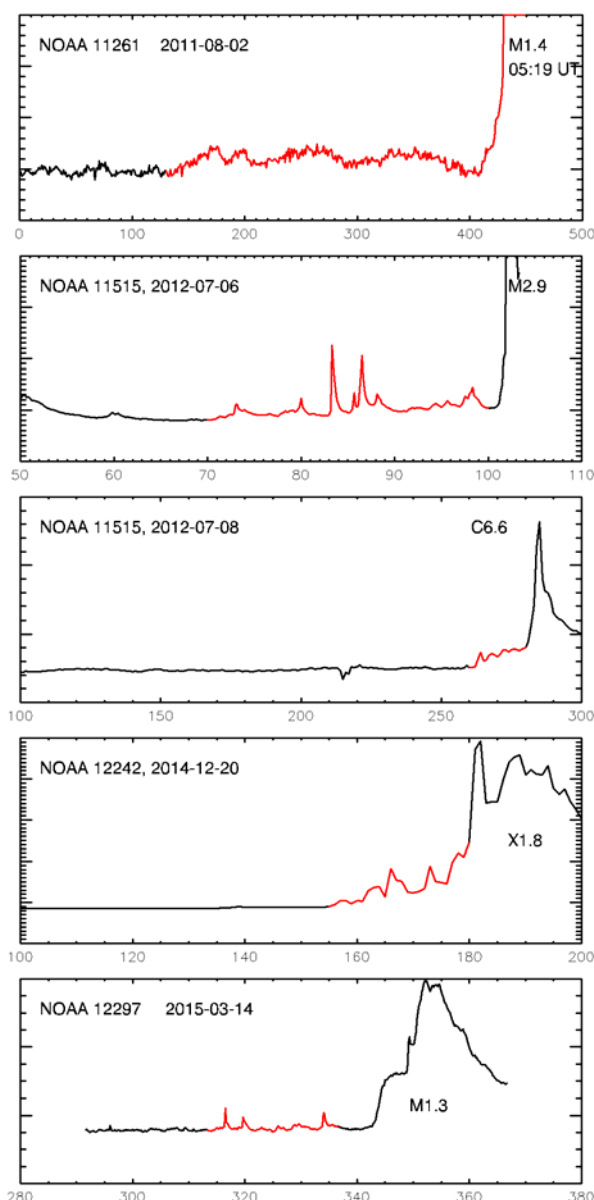


Рис. 1. Временные профили микроволнового излучения четырех активных областей на волне 1.76 см в интенсивности (параметр Стокса I) по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма перед вспышками. Оси абсцисс – время в минутах, оси ординат – интенсивность радиоизлучения в произвольных единицах. Красным цветом выделены участки временных профилей, на которых усилены предвспышечные пульсации радиоизлучения.

На рис. 1 приведены временные профили интенсивности (параметр Стокса I) радиоизлучения для пяти вспышечных событий разной мощности. Во всех случаях перед вспышками наблюдается возникновение (или значительное усиление) флуктуационных процессов (соответствующие

участки временных профилей выделены красным цветом). Периоды КПК в различных случаях разные: от 3-х до 100 минут.

Рассмотрим подробнее два случая: вспышка M1.4 2 августа 2011 г. и M1.3 15 марта 2015 г. На рис. 2 приведен вейвлет-спектр временного профиля для первого из указанных событий. Примерно за 4–5 часов до вспышки проявились КПК с периодом 90–100 минут. КПК проявлялись не во всей активной области (АО), а были локализованы в компактной области, которая отмечена крестиком на рис. 2. Положение этой области не совпадает с наиболее яркими микроволновыми источниками и, по-видимому, приходится на межпятенную область. Это совпадает с результатами, полученными в работе [16], в которой тоже анализируется случай появления КПК с периодами около 100 минут предположительно в микроволновом источнике над нейтральной линией фотосферного магнитного поля.

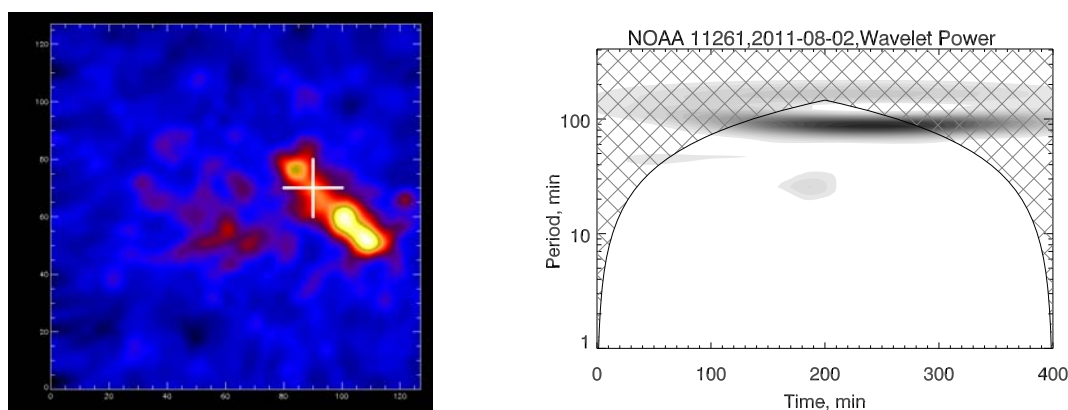


Рис. 2. Слева: радиоизображение активной области NOAA 11261 на волне 1.76 см по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма 2.08.2011. Крестиком указано место, в котором получен временной профиль радиоизлучения, приведенный на верхней панели рис. 1. Справа: вейвлет-спектр соответствующего временного профиля.

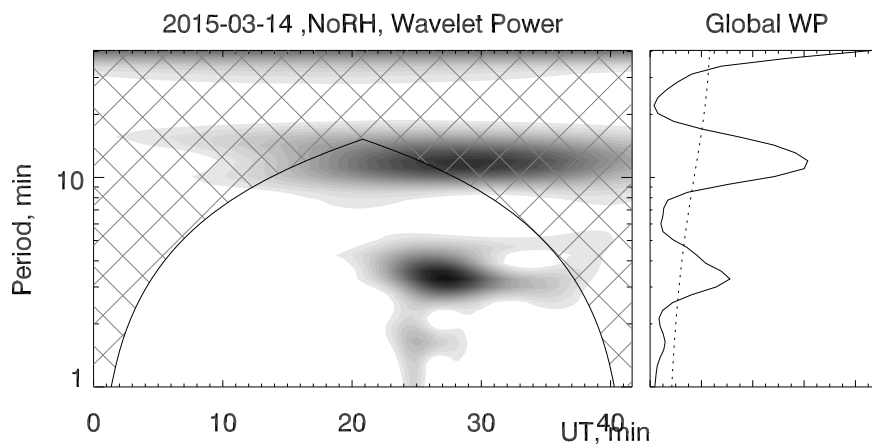


Рис. 3. Вейвлет-спектр временного профиля интенсивности (параметр Стокса I) радиоизлучения АО NOAA 12297 14 марта 2015 г.

На рис. 3 показан вейвлет-спектр для временного профиля радиоизлучения АО NOAA 12297, в которой 14 марта 2015 г. произошла вспышка M1.3. В данном случае примерно за 20 минут до вспышки усилились 3-х минутные КПК. Этот случай подобен случаям, описанным в [13, 14].

Таким образом, основные выводы следующие. Подтверждается существование связи между спектром КПК микроволнового излучения активных областей Солнца и вспышечной активностью. Выявлено несколько случаев усиления КПК микроволнового излучения активных областей перед вспышками. В разных случаях наблюдаются различные периоды от трех до нескольких десятков минут. Длительность предвспышечных цугов колебаний в периодах колебаний составляет в среднем 5 периодов. Эффект усиления КПК перед вспышками может рассматриваться как прогностический фактор.

Использование данных наблюдений NoRH с одной стороны дает возможность локализовать область, в которой происходят КПК. С другой стороны, использование данных NoRH требует довольно сложной обработки, что затруднит применение их для практического прогноза. Имеет смысл провести аналогичные исследования с использованием корреляционных кривых, получаемых на NoRH, данных NoRP, RSTN, а также наблюдений в ультрафиолетовом диапазоне на SDO/AIA.

Работа выполнена в рамках Государственного задания (тема 0041-2019-0019), при частичной поддержке Программой фундаментальных исследований РАН П-12 "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной с применением методов наземных наблюдений и космических исследований".

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. *Алешин В.И., Кобрин М.М., Коршунов А.И.* // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 747.
4. *Кобрин М.М. и др.* // Солнечные данные, 1973, N10, 79.
5. *Кобрин М.М. и др.* // Астр. циркуляр, 1981, N1201, 1.
6. *Аверьянихина Е.А. и др.* // Исследование Солнца и красных звезд. Рига, Зинатне, 1982, вып.16, с.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. *Gelfreikh G.B., Grechnev V.V., Kosugi T., Shibasaki K.* // Solar Phys., 1999, **185**, 177.
12. *Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu.* // Publ.Astr.Soc.Japan, 2006, **58**, 29.
13. *Sych R., Nakariakov V.M., Karlicky M., Anfinogentov S.* // A&A, 2009, **505**, 791.
14. *Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Shibasaki K.* // Solar Phys., 2011, **273**, 403.
15. *Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.* // Ядерная физика, 2018, **81**, N 3, с. 366.
16. *Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A.* // Geomag. and Aeronomy, 2019, **59**, No. 7, 822.
17. *Tan B. et al.* // Astrophys. J., 2016, **83**, id 206.

МУЛЬТИМАСШТАБНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ СОЛНЦА

Алексеев В.В., Макаренко Н.Г.
ЯрГУ им. П.Г. Демидова, Ярославль, Россия
ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

SCALE-SPACE REPRESENTATION OF ACTIVE REGIONS ON THE SUN

Alekseev V.V., Makarenko N.G.
P.G. Demidov YarSU, Yaroslavl, Russia
The Central Astronomical Observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

Scale-space representation of a magnetogram is a line of sight component of the solar magnetic field equipped with scale coordinate – a size of the Gaussian filter. Initial data considered as zero level, data at level σ is the initial data convolved with 2D-Gaussian function of size (standard deviation) σ . The graph of critical paths is based on this representation of magnetogram. Edges of the graph consist of critical points of scale-space representation at each level. Vertices of the graph are top-points – degenerate critical points. The graph transforms during evolution of magnetic field in active region.

In this work, this graph and its transformations are considered as a dynamic model of active region on the Sun.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-11-14

Введение

Критические точки поля и информация об их распределении используются для построения содержательной дискретной модели поля. Предпочтительной моделью часто является граф.

Одним из примеров такого графа является комплекс Морса-Смейла. Его идея состоит в градиентном представлении поля набором клеток, каждая из которых содержит два седла, максимум и минимум. Техника построения комплексов Морса-Смейла (МС) использует дискретный вариант теории Морса. На рис. 1 приведен пример такого комплекса для магнитограммы АО с несколькими вариантами его топологического редактирования. Такое редактирование сохраняет характеристику Эйлера. Однако, модель МС предполагает наличие только невырожденных (морсовских) особенностей поля. В этой работе рассматривается другое представление, позволяющее учесть вырождения поля.

Мультимасштабное (scale-space) [2] представление магнитограммы представляет собой скалярную компоненту поля напряжённости, дополненную координатой масштаба: радиуса гауссовского ядра, с которым сворачивается поле исходных значений. На основе такого представления строится граф.

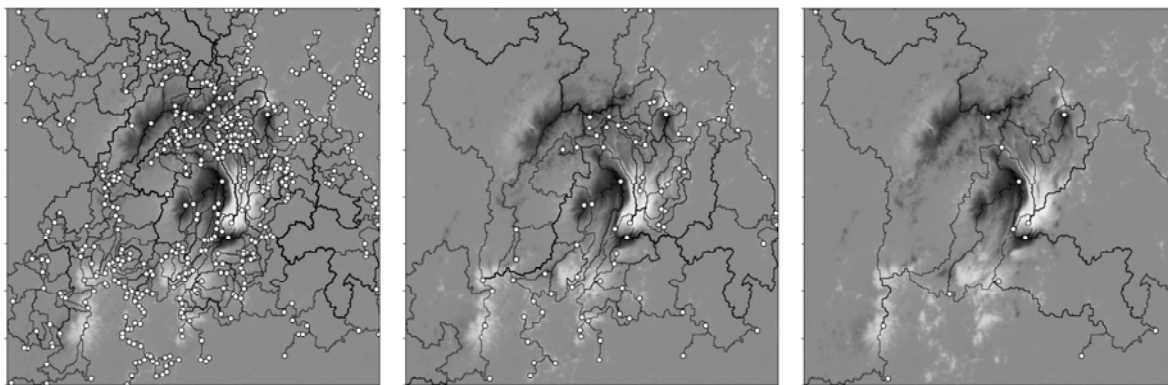


Рис. 1. Граф Морса-Смейла магнитограммы для нескольких уровней топологического упрощения. Синим выделены минимумы поля, красным – максимумы, зелёным – седла. Дугами графа являются интегральные линии градиентного поля, соединяющие критические точки.

Рёбра графа состоят из критических точек поля при различных значениях масштаба; вершинами являются топ-точки, т.е. точки, в которых принимает нулевое значение не только градиент, но и лапласиан с гессианом.

Эволюция поля АО индуцирует изменение графа, построенного на топ-точках. Этот граф и его изменения рассматриваются как динамическая модель активной области.

Теоретическое основание

Рассмотрим функцию $f: \mathbb{R}^2 \rightarrow \mathbb{R}$. Будем интерпретировать данную функцию как двумерное изображение. Определим однопараметрическое семейство функций

$$f_\sigma = f * G_\sigma, \sigma > 0, \quad (1)$$

где G_σ – гауссовское ядро ширины σ . Положим $f_0 = f$. Параметр σ будем называть масштабом, а всё семейство f_σ – представлением изображения в пространстве масштабов (*scale space*) [3].

Критической точкой при фиксированном масштабе σ называется точка, в которой градиент обращается в нуль. Критическая точка называется вырожденной, если в ней также в нуль обращается гессиан. При непрерывном изменении масштаба невырожденная критическая точка проходит по *критическому пути*. В вырожденных особенностях поля происходит соединение двух критических путей: появление, либо слияние пары критических точек с противоположными знаками гессиана.

Вырожденные критические точки называются топ-точками. Иначе говоря, точка (x, y, σ) является топ-точкой, если

$$\begin{cases} \nabla f_\sigma(x, y) = 0; \\ \det H_{f_\sigma}(x, y) = 0. \end{cases} \quad (2)$$



Рис. 2. Представление магнитограммы в разных масштабах (слева направо: $\sigma = 3, 9, 27$).

Вычисление топ-точек и критических путей

Один из способов поиска критических путей и топ-точек – численное решение уравнения (2). Однако, оно содержит вторые производные (в гессе), что приводит к высокой погрешности вычислений.

Нами предлагается способ вычисления множества критических путей при помощи построения дискретного множества Якоби [1] функций специального вида.

Пусть f, g – функции Морса на \mathbb{R}^2 . Множеством Якоби (см. рис. 3) функций f и g называется множество точек, в которых градиенты функций f и g

Определим функции

$$F(x, y, \sigma) = f_\sigma(x, y), \quad G(x, y, \sigma) = \sigma. \quad (3)$$

Верен тот факт, что множество Якоби функций F и G совпадает с множеством критических путей мультимасштабного представления функции f .

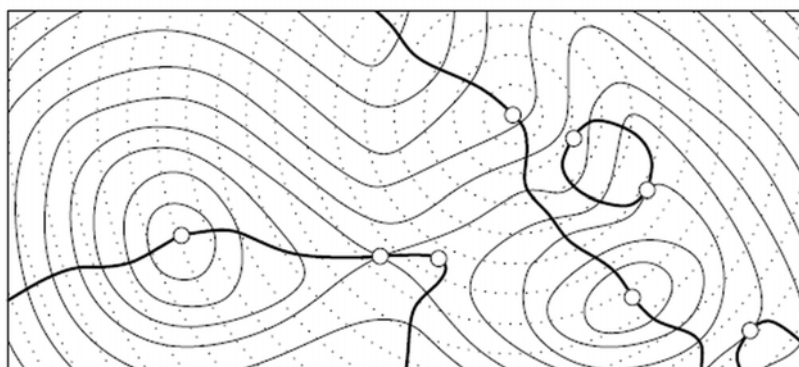


Рис. 3. Пример множества Якоби. Функции f и g показаны линиями уровня (сплошными и пунктирными). Множество Якоби функций f и g показано жирной линией [1].

Действительно, $\nabla G = (0, 0, 1)$. Множество Якоби состоит из точек, в которых градиенты функций F и G коллинеарны. Следовательно, множеству Якоби принадлежат в точности те точки, в которых

$$\frac{\partial F}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial F}{\partial y} = 0,$$

т. е. $\nabla F_{\sigma} = 0$.

Результаты

На рис. 4 представлены результаты построения множества критических путей и топ-точек магнитограмм активной области AO12673.

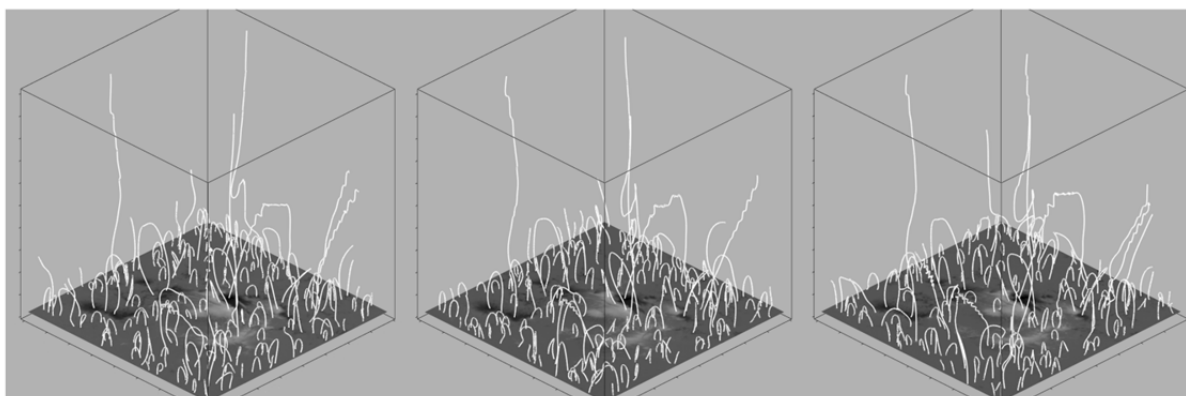


Рис. 4 Множества критических путей серии магнитограмм активной области 12673. Разница между соседними изображениями составляет 3 часа. Белые линии – критические пути (траектории критических точек при изменении масштаба).

Мультимасштабное представление позволяет сопоставлять последовательные магнитограммы, используя в качестве опорных точек топ-точки на высоких масштабах; получать непрерывное описание серии магнитограмм на высоких уровнях масштаба; использовать характеристики множества топ-точек в качестве дескриптора при анализе солнечных вспышек.

Будущая работа

В дальнейшем планируется исследовать возможность построения содержательных дескрипторов вспышечной активности на основе графа критических путей и набора топ-точек. Также вызывает интерес исследование взаимосвязи силовых линий магнитного поля Солнца с критическими путями в мультимасштабном представлении.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 19-32-50023.

Литература

1. *Edelsbrunner H., Harer J.* (2004). Jacobi Sets of Multiple Morse Functions. Foundations of Computational Mathematics – FoCM.
2. *Lindeberg T.* (1994) Scale-Space Theory in Computer Vision – Springer.
3. *Platel, B. et al.* Discrete Representation of Top Points via Scale Space Tessellation. Lecture Notes in Computer Science. March 2005, pp. 73-84.

СЕВЕРО-ЮЖНАЯ АСИММЕТРИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В ПЕРИОД 2013–2015 гг.

Андреева О.А., Абраменко В.И., Малащук В.М.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

NORTH-SOUTH ASYMMETRY OF CORONAL HOLES AND SUNSPOTS IN THE PERIOD 2013–2015

Andreeva O.A., Abramenko V.I., Malaschuk V.M.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

From March 2013 to December 2015 a significant predominance of the number of sunspots (Sp) in the southern hemisphere was observed. The main goal of this work was to find out the behavior from coronal holes (CH) during this period. The study is based on an analysis of data recorded by the Atmospheric Imaging Assembly (AIA), channel 19.3 nm, on board the Solar Dynamic Observatory (SDO). Using the Spatia Possibilistic Clustering Algorithm (SPoCA) CH detection method, time series of daily total CH areas for the northern (N) and southern (S) hemispheres of the Sun are obtained. Comparison of the obtained variations in the areas of CH with the numbers and areas of sunspots revealed that in the S hemisphere, activity both in spots and in the total area of CH is quasi-simultaneous. In this case, an increase in the area of CH by about six months is preceded by an increase in spot activity. The assumption is made that CH and Sp are related elements of the total magnetic activity of the Sun. The dipole poloidal fields, in the form of open CH fields, and the toroidal field, in the form of active regions, depend on each other. The dependence manifests itself in the same north-south asymmetry and quasi-synchronous behavior of the Sp and CH in the southern (dominant) hemisphere during the second maximum of the 24th cycle.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-18-21

Северо-южная (N-S) асимметрия является некоторой фундаментальной характеристикой солнечной активности сама по себе и также свидетельствует о различии других характеристик активности в двух полушариях в ходе 11-летнего и векового циклов активности. Обзоры работ по исследованию N-S асимметрии содержатся в статьях [1] и др. В данной работе мы исследовали особенности поведения корональных дыр в период максимальной асимметрии 24 цикла (2013–2015 годы), определенной по показателю пятенной активности. Для обнаружения СН мы использовали метод, основанный на нечеткой кластеризации значений интенсивности – SPoCA, подробно описанный в [2, 3]. Сравнивая вариации площадей СН, полученных этим методом с вариациями таких солнечных характеристик как числа и площади солнечных пятен, нам удалось выявить в указанном временном интервале доминанту активности по СН в S- полушарии. В тот же период, ранее была выявлена другими авторами, и нами здесь подтверждена доминанта по числу и площадям пятен. Возрастание пятенной ак-

тивности в S-полушарии предвещает возрастание суммарной площади СН в том же полушарии примерно, на 0.5 года. Наш результат относится не только к большим полярным СН, но и к низкоширотным изолированным корональным дырам.

Данные наблюдений и методы исследования

Наше исследование базируется на данных наблюдений, полученных инструментом Atmospheric Imaging Assembly (AIA) в линии железа (Fe XII 19.3 нм) на борту космического аппарата Solar Dynamics Observatory (SDO) с марта 2013 по декабрь 2015гг. Мы также использовали базы Гелиофизических событий (Heliophysics Event Knowledge base – HEK) http://www.lmsal.com/hek/hek_isolsearch.html для локализации СН и определения их площадей.

Различные характеристики солнечной активности, проанализированные в нашем исследовании, были загружены с веб-сайтов: <http://sidc.oma.be/silso/monthlyhemisphericplot> – северная и южная компоненты 13-месячного сглаженного числа солнечных пятен за последние пять циклов по данным станции Uccle (Королевская обсерватория Бельгии) до 1991 года и сети номеров WDC-Sunspot с января 1992 года. <http://sidc.oma.be/silso/datafiles#hemi> – ежедневные суммарные числа Sp для северной и южной полусфер (рис. 1a,b) https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch/daily_area.txt – ежедневные суммарные площади Sp (в единицах миллионных долей полусферы (μHem)) для N и S полусфер (рис. 1e,f). В процессе исследования нами обработано 1036 дней наблюдений (период 1.03.2013–31.12.2015). Было проанализировано всего 5960 СН, из них 399 СН пересекали экватор. Зарегистрировано в N-полусфере 3040 СН, в S-полусфере 2920 СН. Полярные СН наблюдались в N-полусфере 503 дня, в S-полусфере 664 дня.

В нашей работе мы воспользовались вышеуказанной базой Гелиофизических событий – HEK [4], для получения информации из архива AIA и доступа к каталогам СН. Инструментом для извлечения СН и получения их характеристик послужил алгоритм SPoCA. Он представляет собой набор процедур сегментации, который позволяет выделить из EUV-изображений в области сходной интенсивности активные области (AR), СН и спокойное солнце. Это позволило нам создать массивы площадей СН для N и S полусфер (рис. 1c,d). Далее были сопоставлены результаты расчетов и проведен анализ данных. Рис. 1d иллюстрирует, проявление доминанты по площади СН в южном полушарии в интервале (2014–2015.5) г. До 2014 года и после середины 2015 года площади, занимаемые СН, преобладали в северном полушарии, однако их максимальные амплитуды были меньше, чем в период (2014–2015.5) в S-полушарии. Т.е., пик активности по СН во второй фазе максимума 24 цикла пришелся на 2015-й год в S-полусфере. На графиках также просматривается цикличность длительностью примерно в 1.5

года по доминированию СН в N- и S- полусферах. В период (2013–2014.25) более активна N- полусфера, а в период (2014.25–2015.75) возрастает активность в S- полусфере, после чего доминирование активности опять смещается в N-полусферу.

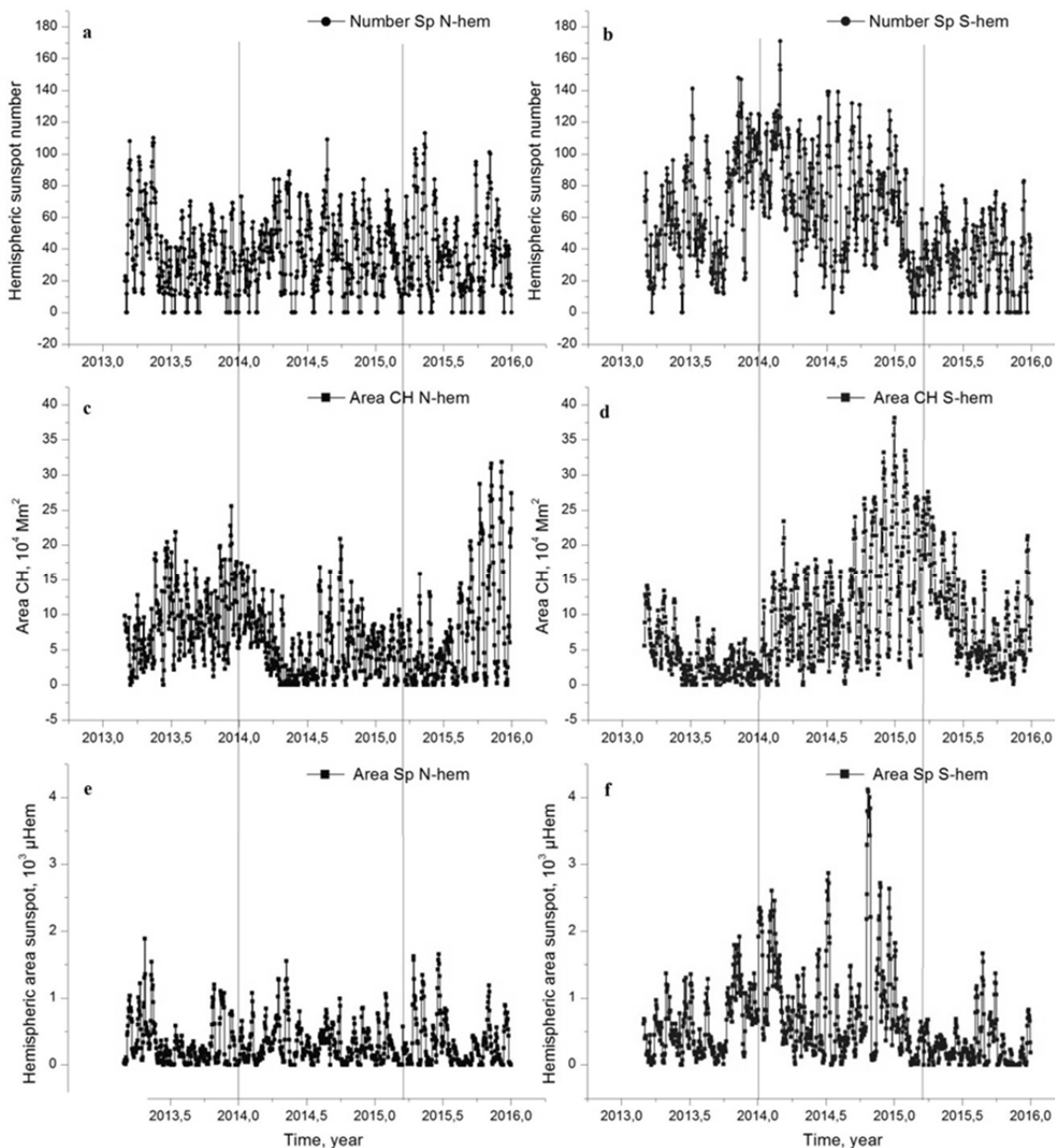


Рис. 1. Вариации ежедневных суммарных площадей корональных дыр (c,d), чисел (a,b) и площадей (e,f) солнечных пятен.

Сравнение вариаций площадей СН с характеристиками солнечной активности

Мы сравнили вариации площадей СН, полученных по методу SPoCA (рис. 1 средняя панель) с вариациями чисел (верхняя) и общей площади (нижняя) солнечных пятен. На рис. 1а видно, что число Sp в N-полусфере меняется квази-равномерно и хаотично. При этом не наблюдается никакой

корреляции с изменениями площади СН (рис. 1с). При сравнении левых панелей (N-полушарие) с правыми (S-полушарие) становится очевидной более высокая активность S-полушария как по количеству и площадям пятен (рис. 1b,f), так и по площадям СН (рис. 1d). Просматривается интервал (2014–2015.20), когда на диске Солнца в S-полусфере одновременно наблюдается самый высокий уровень как пятенной активности (рис. 1b,f), так и подъем, и максимум суммарной площади СН (рис. 1d). При этом сопоставление рисунков b и d дает основание предположить, что максимум числа S_p примерно на 0.5 года опережает максимум суммарной площади СН. N-полусфера при этом показывает низкий уровень активности как по пятнам (по числу и площадям рис. 1a, e), так и по СН (рис. 1c).

Выводы и обсуждение

В период второго максимума 24 цикла в южном полушарии Солнца имело место квази-одновременное преобладание активности как по пятнам (по числу пятен и площадям), так и по общей площади, занятой корональными дырами. По нашему мнению, это говорит о том, что корональные дыры и пятна – это элементы общей магнитной активности. Эти структуры ведут себя связанным образом на временных масштабах, на порядок меньших, чем солнечный цикл. Дипольное полоидальное поле, в виде открытых полей СН, и тороидальное поле, в виде активных областей, зависят друг от друга. Наше предположение согласуется с выводами сделанными авторами в работе [5].

Идея асимметрии - важная составляющая теории динамо. В классическом подходе, когда речь идет об асимметрии говорят, о количестве пятен, их площади и т.д., но не о корональных дырах. Наш результат показывает, что асимметрия – это более глубокое явление, которое проявляется даже на таких крупных структурах, как открытые магнитные поля, и проявляется она не через 11 лет, а в режиме реального времени, по ходу цикла.

Полученный нами результат требует дальнейшего исследования такого рода асимметрии в других циклах, на более длительных промежутках времени, раздельного исследования полярных и низкоширотных СН для того, чтобы получить больше информации для теории динамо.

SDO является проектом программы NASA Living With a Star. Данные SDO/AIA были предоставлены центром Joint Science Operation Centre (JSOC). Авторы выражают благодарность команде проекта Heliophysics Event Knowledgebase (HEK) за возможность доступа к базам данных СН.

Литература

1. *Badalyan, O. G., Obridko, V. N., Sykora, J.* // Sol. Phys., 2008, V. 247, P. 379.
2. *Verbeeck C., et al.* // Sol. Phys., 2011, V. 67, P. 283.
3. *Verbeeck C., et al.* // A&A, 2014, A29, P. 561.
4. *D. Müller, et al.* // Computing in Science and Engineering, 2009, V. 11, No. 5, P. 38.
5. *Obridko V.N., Shelting B.D.* // Astronomy Reports, 2013, V. 57, No. 10, P. 848.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ НА СПАДЕ АКТИВНОСТИ 24-ГО ЦИКЛА

Андреева О.А., Малащук В.М.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

CORONAL HOLES IN THE DECLINE OF ACTIVITY OF THE 24th CYCLE

Andreeva O.A., Malaschuk V.M.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

In the second half of the 24th cycle, there were two distinct intervals of dominance of sunspot activity: first in the Southern(S) and then in the Northern (N) hemispheres.

The aim of the work was to analyze: what happens on the Sun with coronal holes (CH) during this period. Whether there are differences on domination of CH in different hemispheres, to reveal features of behavior of polar and medium-and low-latitude CH in this phase of the cycle. The study is based on observations obtained by the AIA/SDO instrument in the iron line (Fe XII 19.3 nm), from April 2014 to August 2019. We used the Heliophysics Event Knowledgebase (HEK) to localize CH and determine their areas.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-19-22

Во второй половине 24 цикла наблюдались 2 ярко выраженных интервала северо-южной асимметрии, выявленной по числу солнечных пятен (Sp) см. <http://sidc.oma.be/silso/monthlyhemisphericplot>. С апреля 2014года до начала 2016 года доминировало южное полушарие. После чего ситуация изменилась и до конца исследуемого нами периода доминировало северное полушарие. Целью работы было проанализировать: что происходит на Солнце с корональными дырами (coronalholes, CH) в этот период. Имеются ли различия по доминированию CH в разных полушариях, выявить особенности поведения полярных и средне- и низкоширотных CH в этой фазе цикла.

Данные наблюдений и методы

В нашем исследовании мы использовали данные наблюдений, полученные инструментом AIA/SDO в линии железа (Fe XII 19.3 нм), с апреля 2014 по август 2019 гг. Для локализации CH и определения их площадей мы воспользовались базой Гелиофизических событий (HEK) (http://www.lmsal.com/hek/hek_isolsearch.html). Для анализа нашего материала были использованы такие характеристики солнечной активности, как северная и южная компоненты месячного сглаженного числа солнечных пятен (<http://sidc.oma.be/silso/monthlyhemisphericplot>), ежедневные суммарные числа солнечных пятен Sp для северной и южной полусфер (<http://sidc.oma.be/silso/datafiles#hemi>). Мы воспользовались базой данных HEK, для получения информации из архива AIA и доступа к каталогам CH.

Инструментом для извлечения информации о СН, послужил комплекс процедур SPOSA. Благодаря этим базам данных был получен массив площадей СН за период 1.04.2014–31.08.2019 гг. Единица измерения площадей – Mm^2 .

Результаты

Результаты расчетов представлены на (рис. 1–5).

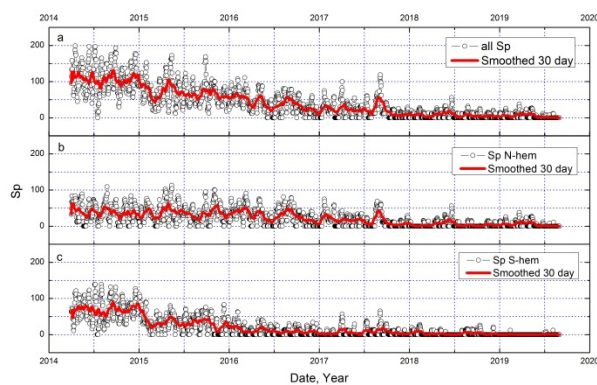


Рис. 1.

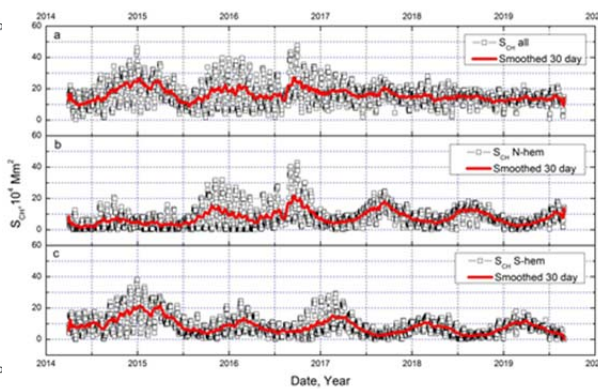


Рис. 2.

На рис. 1 показано изменение пятенной активности, определенное по числу Sp (полые кружочки) (a) – по диску Солнца и (b,d) – отдельно в N и S - полушарах. Сплошной линией на этом и всех последующих рисунках показаны сглаженные за месяц соответствующие величины в период 1.04.2014–31.08.2019. На рис. 2 – Вариации ежедневных суммарных площадей СН (полые квадратики) (a) – на видимой поверхности, (b и c) – в N- и S-полушарах диска Солнца за тот же период. Можно заметить, что как по числу Sp, так и по площадям СН, активность к концу исследуемого периода идет на спад. При этом очевиден интервал с начала исследуемого периода до середины 2015 года, когда S-полушара доминирует как по Sp, так и по СН. После этого начинает доминировать N-полушара, и это продолжается по пятнам до конца исследуемого периода, по СН – до конца 2017 года. Следует отметить, что изменение суммарных площадей, имеет квази-асинхронный характер. С периодом ~ 0.5 года одно из полушарий становится доминирующим по СН.

На рис. 3. представлены вариации ежедневных суммарных площадей (a) – полярных, (b) – средне- и низкоширотных СН на видимой поверхности диска Солнца в период 1.04.2014–31.08.2019. Видно, что влияние полярных СН на этом этапе преобладает. Наше предположение: на спаде активности 24 цикла наблюдалось несколько очень больших СН, типа «хобот слона» – СН, которые начинались на полюсе, и проходили через всю полушару. Этот вопрос подлежит дальнейшему уточнению.

Далее мы анализировали, каково распределение полярных и средне- и низко-широтных СН по полушарам.

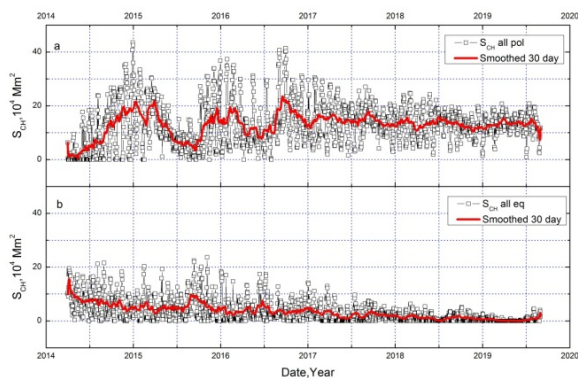


Рис. 3.

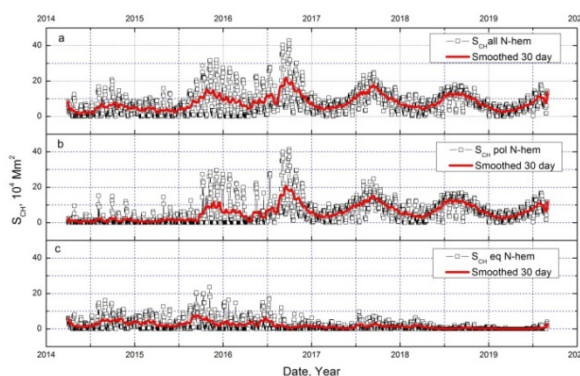


Рис. 4

Рис. 4. демонстрирует вариации ежедневных суммарных площадей (а) всех, (b) – полярных, (с) – низко- и среднеширотных СН в исследуемый период в N- и рис. 5 в S- полушариях соответственно.

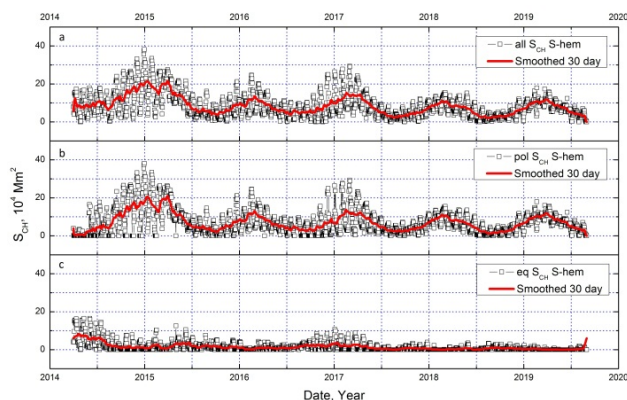


Рис. 5.

Видно, что с 01.04.2019 по 01.09.2016 года доминирующим по полярным СН было S-полушарие, в это же время недолгое (~3 месяца) преобладание средне и низкоширотных СН в S-полушарии сменилось на N-полушарии. Далее в течение ~2 лет происходила перестройка и, начиная с апреля 2017 года, N- полушария остается доминирующей по суммарным площадям полярных СН до конца исследуемого периода.

Мы исследовали особенности поведения корональных дыр после второго максимума 24 цикла (2014–2019 годы). Сравнивая вариации площадей корональных дыр, полученных методом SPoCA с вариациями чисел солнечных пятен мы получили следующие результаты:

- Как по числу Sp, так и по площадям СН активность к концу исследуемого периода идет на спад.
- Изменение суммарных площадей СН, имеет квази-асинхронный характер. С периодом в ~0.5 года одно из полушарий становится доминирующим по площадям СН.

– Полярные СН в данной фазе цикла вносят более ощутимый вклад в развитие солнечной активности, чем средне- и низкоширотные СН.

– Именно полярные СН являются индикатором квази-асинхронного изменения площадей СН по полусферам.

Полученный нами результат требует дальнейшего исследования в другие фазы цикла для более детального представления о взаимосвязи различных солнечных структур, их магнитных полях, их природе и эволюции.

SDO является проектом программы NASA Living With a Star. Данные SDO/AIA были предоставлены центром Joint Science Operation Centre (JSOC). Авторы выражают благодарность команде проекта Heliophysics Event Knowledgebase (HEK) за возможность доступа к базам данных СН.

О СВЯЗИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР СРЕДНИХ И НИЗКИХ ШИРОТ С ОБЩИМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ СОЛНЦА

Ахтемов З.С.¹, Цап Ю.Т.^{1,2}, Ханейчук В.И.¹

¹*КрАО РАН, АР Крым, Научный, Россия*

²*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

ON THE RELATIONSHIP OF CORONAL HOLES OF MIDDLE AND LOW LATITUDES WITH THE GENERAL MAGNETIC FIELD OF THE SUN

Akhtemov Z.S.¹, Tsap Y.T.^{1,2}, Haneychuk V.I.¹

¹*CrAO RAN, AR Crimea, Nauchny, Russia*

²*GAO RAN, St. Petersburg, Russia*

Based on EUV images and magnetograms obtained with Solar Dynamics Observatory the relationship between the total area of coronal holes (CH) of middle and low latitudes ($|\varphi| < 60^\circ$) and the sun's general magnetic field (GMF) for the period from 19 January to 07 December 2012 is investigated. It has been shown that CH boundaries determined with CHI-MERA (<https://solarmonitor.org>) and SPoCA (<https://helioviewer.org>) algorithms can differ significantly. The correlation coefficient between the weighted total area of CHs taking into account the magnetic field polarity and GMF lies in the range from 0.83 to 0.89. CHs can make a significant contribution to GMF since their magnetic fields with open magnetic configuration are not balanced on the solar disk.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-23-26

Общее магнитное поле Солнца (ОМП) является мерой разбаланса магнитных потоков. Следовательно, магнитное поле КД средних и низких широт может вносить существенный вклад в ОМП (здесь и в дальнейшем мы будем считать усредненное по диску поле V_{mean} , и магнитное поле Солнца как звезды V_{star} , если это не оговаривается, эквивалентными величинами). В рамках модели гидромагнитного динамо Бэбкока-Лейтона [1, 2] магнитные поля хвостовых пятен должны определять переполюсовку Солнца, а значит, основные характеристики ОМП. Откуда следует ожидать наличие тесной связи между ОМП и магнитными образованиями.

Если в минимуме солнечной активности КД концентрируются в области полюсов, то ближе к максимуму они могут появляться на средних и низких широтах [3, 4], зачастую занимая значительную часть солнечного диска на протяжении многих оборотов Солнца [5]. Хотя к настоящему времени существование связи между ОМП, эволюцией и характеристиками КД сомнений не вызывает [6, 7], тем не менее, остается много невыясненных вопросов. Так, на основе данных Wilcox Solar Observatory (WSO) за период с 1975 по 1990 гг. были получены указания [8] в пользу существования достаточно слабой корреляции между ОМП и числами Вольфа

(соответствующий максимум ОМП может отставать более чем на 2 года). Между тем, сравнивая напряженности магнитных полей на корональных высотах с числами Вольфа, Биленко [9] пришла к заключению о достаточно хорошей временной корреляции между ОМП и числами Вольфа, по крайней мере, в 22 цикле.

На наш взгляд, наблюдаемые задержки в значительной мере могут зависеть от магнитных полей КД средних и низких широт. Косвенным свидетельством такого предположения может служить тот факт, что знак полярности ОМП довольно часто совпадает со знаком усредненных магнитных полей КД. Как видно из рис. 1, построенного по результатам измерений ОМП как звезды (WSO), и данных, полученных с помощью алгоритма CHIMERA, (<https://solarmonitor.org>), максимуму отрицательной напряженности ОМП 07.05.2012 г. соответствует КД вблизи центрального меридиана отрицательной полярности. Для максимума положительной полярности 13.05.2012 г. знаки ОМП и поля КД также совпадают.

Цель настоящей работы — детально исследовать связь между магнитным полем КД средних и низких широт и ОМП на фазе роста 24 цикла солнечной активности.

При проведении исследований мы ограничились периодом с 19.01.2012 по 07.12.2012 гг., что соответствует второй фазе роста солнечной активности 24 цикла, сопровождаемой появлением вблизи экватора КД различной полярности. Для определения границ КД средних и низких широт ($|\varphi| < 60^\circ$) мы воспользовались результатами численных расчетов, полученными с помощью алгоритмов SPoCA и CHIMERA [10, 11], которые представлены на сайтах <https://helioviewer.org> и <https://solarmonitor.org> соответственно.

Отметим, что границы КД *могут существенно отличаться* для разных алгоритмов, хотя границы КД определяются на основе наблюдений, полученных на одних и тех же инструментах (AIA, HMI), *размещенных на спутнике SDO*.

Определение напряженности ОМП Солнца находилось из магнитограмм продольного магнитного поля SDO/HMI, а также данных WSO и телескопа КраО РАН БСТ-1. Для оценки знака магнитного поля КД нами привлекались и модельные расчеты магнитного поля в потенциальном приближении, выполненные с помощью программы PFSS.

На фазе роста 24 цикла солнечной активности с 19.01.2012 по 15.10.2012 гг. низкоширотные КД Солнца занимали сравнительно небольшую площадь диска, которая суммарно не превышала 10% (<https://solarmonitor.org/>). Причем в соответствующие моменты времени знаки взвешенной (напряженности магнитных полей КД считались одинаковыми) с учетом полярности суммы площадей КД и ОМП с точностью до ошибок измерений совпадали и были отрицательными.

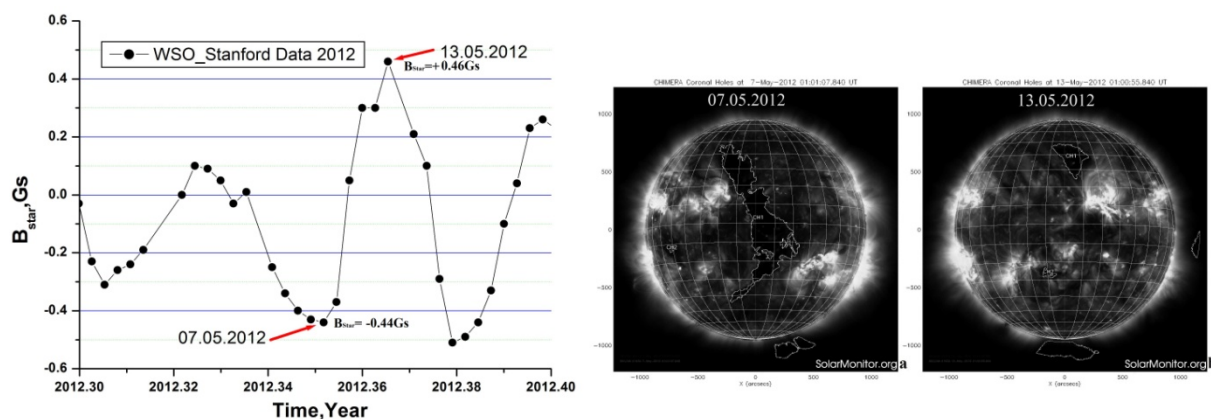


Рис. 1. Слева: вариации ОМП Солнца как звезды по данным измерений WSO за 2012 г. Справа: изображения КД (<https://solarmonitor.org>), идентифицированные с помощью алгоритма CHIMERA 07.05.2012 г. и 13.05.2012 г. Усредненные значения магнитных полей КД CH1 (CHIMERA) соответственно равны -3.8 Гс и $+3.2$ Гс.

Результаты сопоставления взвешенной суммарной площади КД A_ϕ и ОМП (SDO/HMI) представлены на рис. 2(a,b,c). Видно, что соответствующие кривые достаточно хорошо согласуются между собой. Коэффициенты корреляции k между взвешенными суммарными площадями и ОМП равны 0.83 ± 0.18 (CHIMERA) и 0.88 ± 0.16 (SpOCA). В свою очередь, для площадей A_ϕ , определенных с помощью алгоритма SpOCA и значений ОМП, полученных в WSO, коэффициент корреляции $k = 0.89 \pm 0.14$.

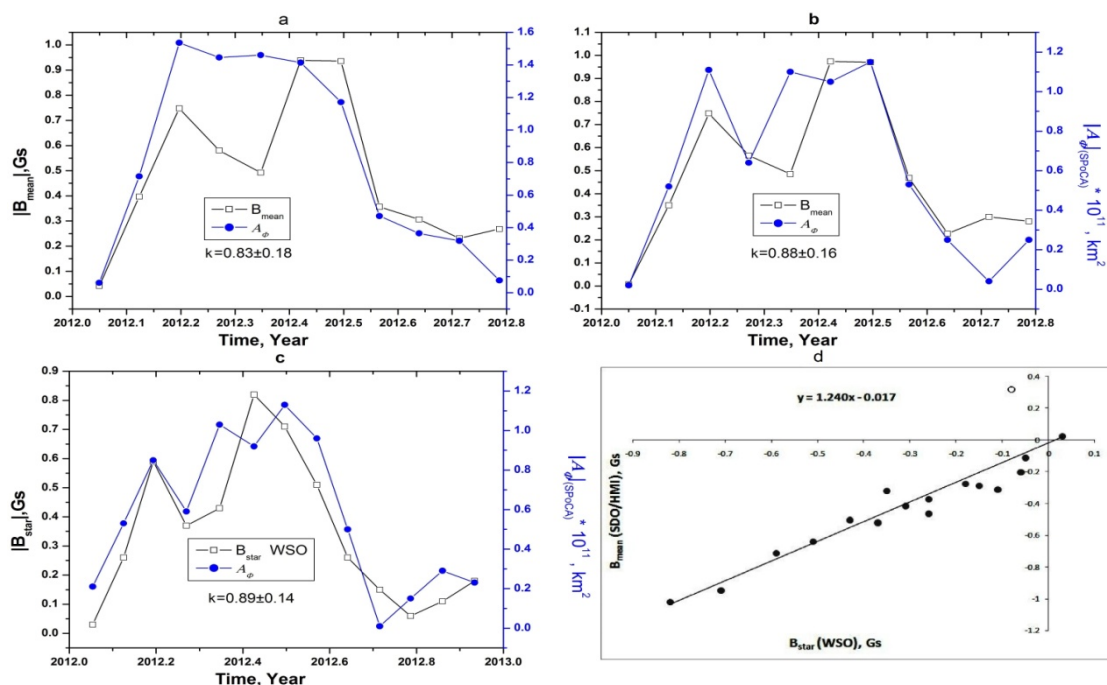


Рис. 2. Зависимости суммарной площади низкоширотных корональных дыр и ОМП Солнца от времени по данным: а) CHIMERA – SDO/HMI; б) SpOCA – SDO/HMI; в) SpOCA – WSO; д) Сравнение значений среднего магнитного поля и ОМП как звезды, полученные по данным SDO/HMI и обсерватории WSO.

Как показало сравнение данных за исследуемый период, между значениями средней напряженности магнитного поля, следующими из магнитограмм B_{mean} (SDO/HMI), и ОМП как звезды B_{star} (WSO), коэффициент корреляции составил 0.92 ± 0.10 .

Обращает также на себя внимание, что отклонения между измерениями на SDO/HMI и WSO могут оказаться весьма значительными, вплоть до знака полярности (рис. 2d, светлый кружок).

Таким образом, наличие высокой корреляции между площадями КД и значениями ОМП свидетельствует, что КД средних и низких широт способны оказывать существенное, если не определяющее влияние на ОМП Солнца. Коэффициенты корреляции оказываются довольно высокими (>0.8) и достигают 0.89 ± 0.14 . Не следует также исключать, что КД средних и низких широт могли привести к наблюдаемым временным задержкам между ОМП и числами Вольфа в 23–24 циклах активности.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки (НИР № 0831-2019-0006) и программы ПРАН П-12 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной».

Литература

1. *H.W. Babcock* // *Astrophys. J.*, **133**, 572, 1961.
2. *R.B. Leighton* // *Astrophys. J.*, **156**, 1, 1969.
3. *P.S. McIntosh, R.J. Thompson, E.C. Willcock* // *Nature*, **360**, 322, 1992.
4. *A. Tlatov, K. Tavastsherna, V. Vasil'eva* // *Solar Phys.*, **289**, 1349, 2014.
5. *Z.S. Akhmetov, Yu.T. Tsap* // *Geomagnetism & Aeronomy*, **58**, 1187, 2018.
6. *I.A. Bilenko, K.S. Tavastsherna* // *Solar Phys.*, **291**, 2329, 2016.
7. *I.A. Bilenko, K.S. Tavastsherna* // *Geomagnetism & Aeronomy*, **57**, 803, 2017.
8. *Ю.Р. Ривин, В.Н. Обридко* // *Астрон. Журн.*, **69**, 1083, 1992.
9. *I.A. Bilenko* // *Geomagnetism & Aeronomy*, **56**, 978, 2016.
10. *C. Verbeecq et al.* // *Astron. Astrophys.*, **561**, A29, 2014.
11. *T.M. Garton et al.* // *J. Space Weather & Space Climate*, **8**, A02, 2018.

**БОЛЬШОЙ ЛИО-КОРОНОГРАФ
КОНСТРУКЦИИ НИКОЛЬСКОГО-САЗАНОВА
В КРЫМСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ**

Бабин А.Н., Коваль А.Н.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

**LARGE LYOT-CORONOGRAPH
OF NIKOLSKY-SAZANOV DESIGN
AT THE CRIMEAN ASTROPHYSICAL OBSERVATORY**

Babin A.N., Koval A.N.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The basic optical data of the Large Coronagraph, as well as additional optical systems developed in CrAO, which extend the range of obtaining observational material, are presented. The main directions of researches of non-stationary processes on the Sun are listed, for the solution of which high-quality observations obtained on KG-2 are used.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-27-30

Введение

Актуальной проблемой солнечной физики является исследование тонкой структуры и динамики солнечных активных образований. В 60–70 гг. было обнаружено, что многие физические процессы на Солнце происходят на временной шкале несколько секунд в структурах, наблюдаемые горизонтальные размеры которых меньше 1 угловой секунды. Был сделан вывод, что наблюдения, полученные на инструментах, не способных разрешить эту тонкую структуру, не дают правильных данных о физических процессах, которые фактически имеют место в солнечных образованиях [1].

Коронаграф КГ-2

Для исследования тонкой структуры солнечных образований при помощи спектральных наблюдений с большой дисперсией и высоким пространственным разрешением по предложению М.Н. Гневышева был разработан и построен большой Лيو-коронаграф с дифракционным спектрографом. Оптическая схема и основная конструкция были разработаны Г.М. Никольским и А.А. Сазановым. Коронаграф с объективом диаметром 53 см и эквивалентным фокусом 13,5 м был изготовлен совместными усилиями ИЗМИРАН и Пулковской обсерватории и является крупнейшим в мире [2].

Инициатором приобретения такого телескопа для Крымской обсерватории был Э.Е. Дубов. Коронаграф установлен в башне диаметром 15 метров, он оснащен стационарным дифракционным спектрографом с диспер-

сией $1.7 \text{ мм}/\text{Å}$ в III порядке и Na интерференционно-поляризационным фильтром. После введения телескопа в строй (1979 г.) Бабиным А.Н. был разработан и изготовлен ряд оптических систем, расширяющих возможности получения наблюдений на КГ-2:

1) Разработана и введена в строй оптическая система с эквивалентным фокусом 20 м.

2) Введена в строй система одновременной регистрации спектров и изображений Солнца на щели спектрографа через Na фильтр с системой визуального подсмотра. Временное разрешение регистрации спектров – до нескольких кадров в секунду.

3) Созданы оптические системы для спектральных и монохроматических наблюдений линейной поляризации излучения солнечных эмиссионных образований в линии Na .

4) В настоящее время отрабатывается методика спектральных наблюдений с применением полнокадровой цифровой фотокамеры CANON EOS 6D.

Оптическая система коронографа обеспечивает лучшее качество изображений, чем башенные солнечные телескопы. При теоретической разрешающей силе около 0.3 угловых секунды реальное разрешение при хороших изображениях на многих кадрах лучше 1 угловой секунды. Обновление и усовершенствование оборудования телескопа и спектрографа КГ-2 позволяет получать высококачественный наблюдательный материал. Основное внимание уделяется наблюдениям и исследованиям солнечных нестационарных процессов.

Основные направления исследований

Наблюдения последних лет показывают, что вспышечный процесс носит глобальный характер, в который вовлечены все слои Солнца. Поэтому нужен комплексный подход к исследованию вспышек. Полный объем информации о процессах, происходящих во вспышках и приводящих к ним, можно получить, только используя совместные наземные и космические наблюдения. К сожалению, наземным наблюдениям низкотемпературных слоев вспышки в настоящее время стали уделять меньше внимания. Спектральные, монохроматические и поляризационные наблюдения на КГ-2 с высоким временным и пространственным разрешением с привлечением данных космических аппаратов используются для решения следующих актуальных проблем физики Солнца.

1. Исследование вспышек, излучающих в оптическом континууме, мощность излучения в котором значительно превосходит мощность излучения в других спектральных диапазонах. Спектрограмма белой вспышки, полученная на КГ-2, представлена на рис. 1.

2. Определение параметров линейной поляризации Na эмиссии вспышек и условий для выяснения роли тепловых и нетепловых процессов и механизмов реализации энергии.

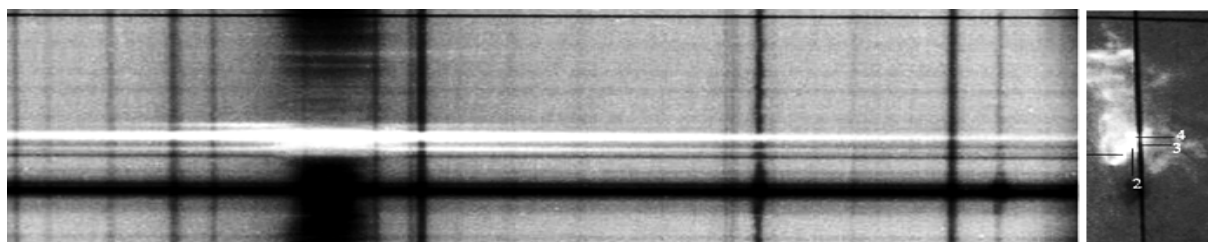


Рис. 1. Спектрограмма вспышки 26 июня 1999 года балла 2В/М2.3 во время максимума белого свечения и Na изображение вспышки на щели спектрографа (позитив).

3. Изучение динамики поля лучевых скоростей во вспышечном объеме и сопоставление наблюдений с теорией испарения хромосферы, которая является важной частью стандартной модели вспышки.

4. Динамические, структурные и физические аспекты эруптивных вспышечных событий. Выяснение физических процессов, приводящих к эрупции волокна, вспышке и выбросу вещества и магнитного поля в корону и межпланетное пространство. Пример спектрограмм эрупции представлен на рис. 2.

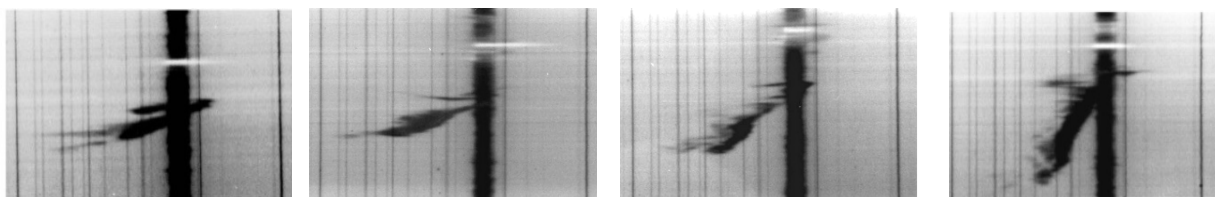


Рис. 2. Na спектры эруптивного события 7 июня 2011 г. при различных положениях щели спектрографа в активной области (позитив).

5. Фотографические наблюдения сильных магнитных полей, полученные с высоким временным и пространственным разрешением во время вспышки, позволяют установить, на какой временной и пространственной шкале происходят изменения магнитных полей и сравнить их с излучением в разных спектральных энергетических диапазонах.

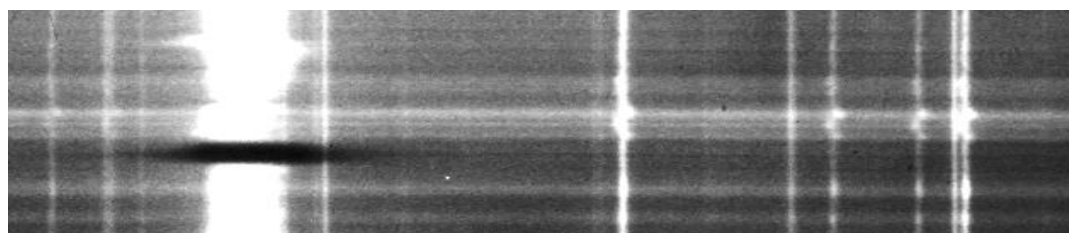


Рис. 3. Структура поля лучевых скоростей на уровне фотосферы в месте наибольшей перестройки магнитного поля. Вспышка M2.9, 27.08.2015. (негатив).

6. Изучение особенностей поля лучевых скоростей в активной области на уровне фотосферы и их связи с магнитными полями и вспышками с дальнейшим использованием для прогноза вспышек.

7. Исследование природы тонкоструктурных эмиссионных образований «усов» (бомб Эллермана) и их связи с развитием активной области.



Рис. 4. Спектрограмма усов (слева, негатив) и изображение активной области в центре и крыле линии $H\alpha$ (позитив). Яркие точки – усы.

Таким образом, наземные наблюдения на инструментах, способных разрешать тонкую структуру солнечных образований, актуальны и востребованы.



Вид коронографа под куполом.

Литература

1. Северный А.Б. // Изв. Крымской астрофиз. обсерв., 1957, т. 17, с. 129-161.
2. Gnevishev M.N., Nikolsky G.M., and Sazanov A.A. // Solar Phys., 1967, V.2, p. 223.

ПРЕДВСПЫШЕЧНАЯ ДИНАМИКА МИКРОВОЛНОВОГО И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ СОЛНЦА

Бакунина И.А.¹, Мельников В.Ф.², Моргачев А.С.³

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

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

³*Нижегородский государственный университет, Нижний Новгород, Россия*

PREFLARE DYNAMICS OF MICROWAVE AND ULTRAVIOLET RADIATION IN ACTIVE REGIONS OF THE SUN

Bakunina I.A.¹, Melnikov V.F.², Morgachev A.S.³

¹*National Research University Higher School of Economics, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia*

³*Lobachevsky State University, Nizhny Novgorod, Russia*

Spatial dynamics of microwave radiation of active regions before big flares, as well as the fine structure of active sources of ultraviolet (EUV) radiation are studied. The non-stationarity of the spatial distribution of radio brightness in certain areas of five active regions has been established. It is shown that the spatial dynamics of microwave sources correlates well with the position and appearance of bright EUV loops seen in the “hot” lines 94A and 131A. From a joint analysis of EUV and microwave maps, it is revealed that 1) the emergence of non-stationary microwave sources occurs simultaneously with the ignition of a system of intersecting EUV loops (X-structures); 2) a big flare occurs after a few hours at the site of the ignition of intersecting UV loops.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-31-34

Сравнительный анализ пространственной динамики микроволнового и ультрафиолетового излучения исследован нами на примере активной области NOAA 12673 в работе [1], где была обнаружена сильная нестационарность пространственного и временного распределения радиояркости в течение нескольких часов перед вспышкой класса M1.2 (05:36) 4 сентября 2017 г. Это, вероятнее всего, было обусловлено быстрым всплытием магнитного потока, описанного в [2]. Нами было показано, что перестройка пространственной структуры радиоизлучения происходила в месте возникновения вспышки, где также было обнаружено возгорание системы перекрещивающихся петель в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) излучении, в «горячих» линиях 94А и 131А, которое отражает наличие высокотемпературной плазмы ($T = 6$ млн К и $T = 20$ млн К) и свидетельствует о продолжительных (несколько часов) процессах энерговыделения, происходящих в активной области задолго до мощной вспышки [1].

Целью данной работы является проверка обнаруженных предвспышечных проявлений в микроволновом и ультрафиолетовом диапазоне для других вспышечно-активных областей.

Анализ наблюдений

В данной работе на основе наблюдений на Радиогелиографе Нобеяма (NoRH) (17 ГГц) и AIA/SDO (94A и 131A) выполнен анализ четырех новых активных областей (NOAA) в дни, когда рентгеновские вспышки класса М происходили спустя несколько часов после начала наблюдений на NoRH: NOAA 11261 (02.08.2011), 11302 (25.09.2011), 12192 (22.10.2014), 12242 (17.12.2014) Все эти активные области в данные дни наблюдений имели сложную бета-гамма-дельта конфигурацию магнитного поля.

Исследование выполнено на основе радиокарт Солнца, полученных на радиогелиографе Нобеяма на частоте 17 ГГц с двумерным пространственным разрешением 10"–15", с временным интервалом между изображениями 1 минута и временем усреднения 10 сек, а также на основе данных наблюдений AIA/SDO в КУФ диапазоне 94A и 131A с пространственным разрешением ~1.5".

Активная область NOAA 11261 появилась на диске Солнца с уже развитой сложной магнитной структурой, произвела 27 вспышек рентгеновского класса С и 4 вспышки класса М. Нас интересовала пространственная динамика излучения в интервале несколько часов перед вспышкой класса М1.4 (05:19) 2 августа 2011 г.

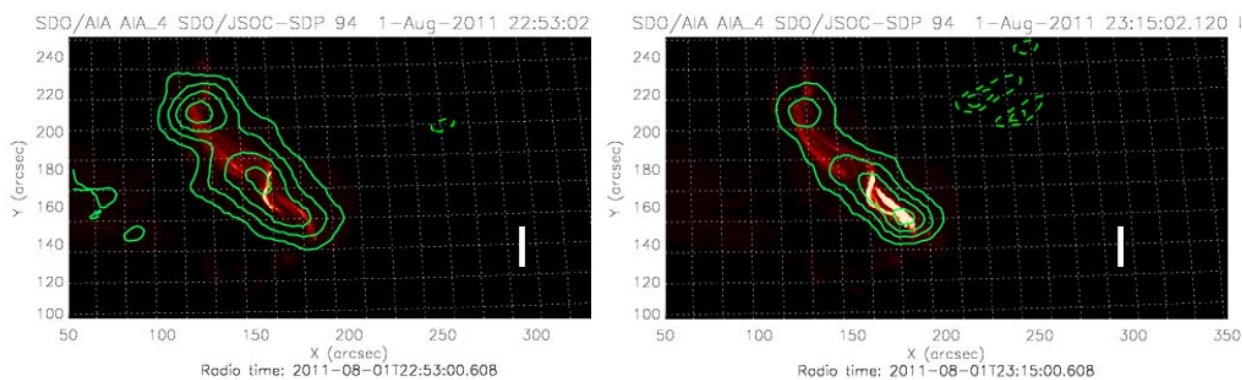


Рис. 1.

В месте расположения поперечной КУФ петли, которая видна сразу с момента начала наблюдений на NoRH, начинается вспышка М1.4. (см. рис. 1, где интенсивность радиоизлучения (контуры) наложена на карту УФ 94A). Как показал анализ, временные профили радиоизлучения, особенно в месте расположения пересекающихся УФ-петель, демонстрируют сильную нестационарность.

В активной области NOAA 11302 (25.09.2011) пересекающиеся КУФ петли также появляются именно там, где позднее инициируется вспышка

М4.4 (02:27). На рис. 2 показаны изображения этих пересекающихся петель (X-структуры) в северо-восточной части активной области (стрелка на магнитограмме). Контуры показывают распределение круговой поляризации (параметр Стокса V) на 17 ГГц. Новый поперечный источник в ультрафиолете появляется за ~2 часа до вспышки М4.4. Данная область демонстрирует так же, как и в случаях NOAA 11261 (02.08.2011) и NOAA12673 (04.09.2017), сильную нестационарность во времени микроволнового излучения до начала вспышки.

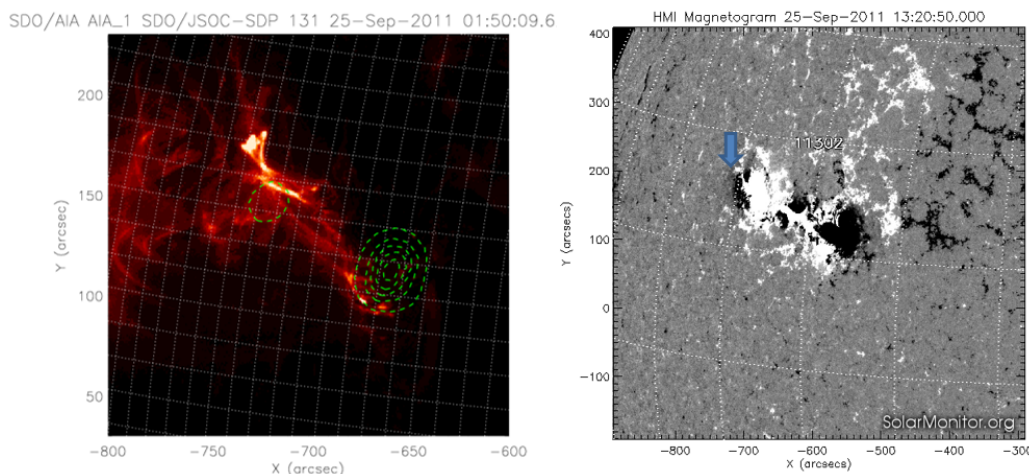


Рис. 2.

В самом начале наблюдений активной области NOAA 12192 (22.10.2014) уже видны системы пересекающихся КУФ петель (рис. 3: наложение круговой поляризации (параметр Стокса V), 17 ГГц, на AIA/SDO 131 A). Именно здесь происходят две вспышки: М 8.7 (01:16) и М 2.7 (05:11).

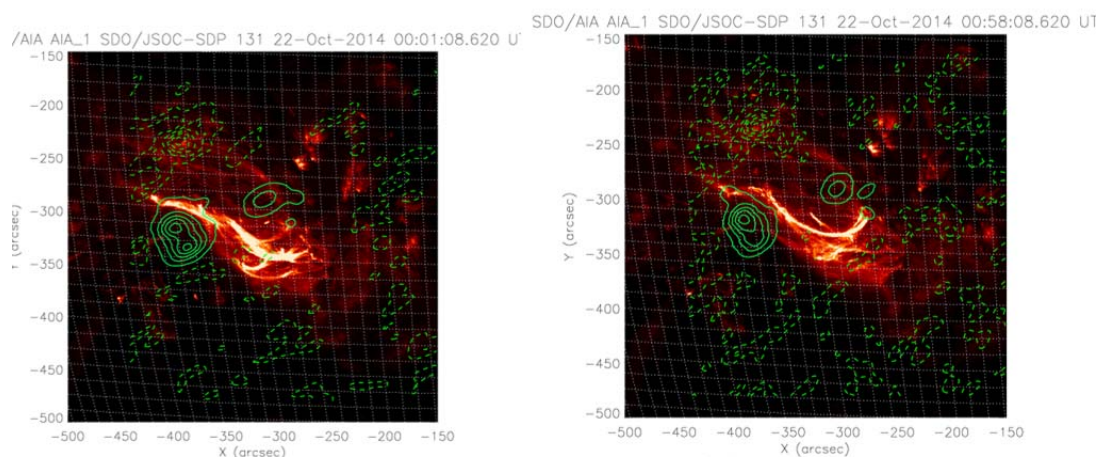


Рис. 3.

Аналогично, в активной области NOAA 12242 до вспышки M8.7 (04:25) наблюдаются X-структуры в КУФ излучении. Это видно на Рис.4, где ситуация до вспышки показана на верхней панели (наложение контуров интенсивности радиоизлучения на 17 ГГц на КУФ изображение системы ярких петель в линии 131А), а ситуация на фазе окончания вспышки показана на нижней панели (наложение контуров круговой поляризации на 17 ГГц на КУФ изображение в линии 131А).

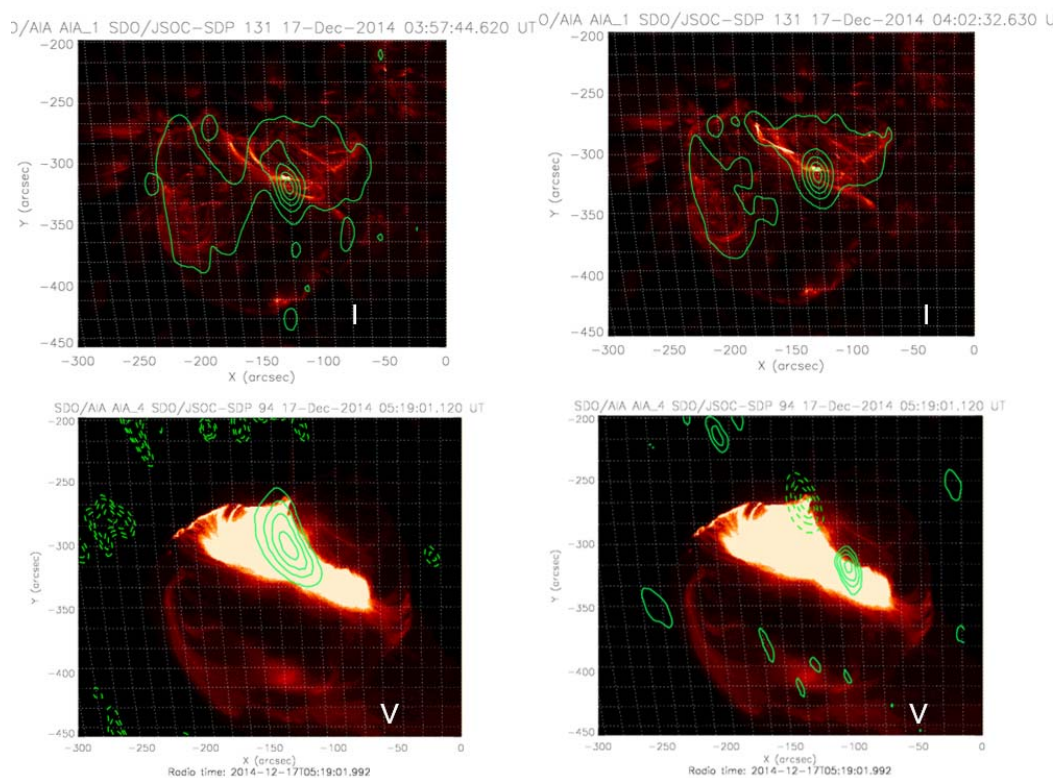


Рис. 4.

Таким образом, исследовав пространственную динамику микроволнового (17 ГГц) и КУФ (94 и 131 А) излучения пяти активных областей перед вспышками класса М, мы можем полагать, что появление горячих скрещивающихся КУФ петель за несколько часов до вспышки, за которым иногда следует пространственная перестройка радиоисточника (АО 12673, [1]), может служить предвестником предстоящей вспышки.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ №№ 18–02–00856, 17-52-80064 и Программы фундаментальных исследований РАН 12 "Вопросы происхождения и эволюции Вселенной".

Литература

1. Мельников В.Ф., Бакунина И.А., Моргачев А.С. и др. // Труды XXI Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца: "Солнечная и солнечно-земная физика – 2018". СПб, 2018, сс. 275-278.
2. Verma M. // Astronomy & Astrophysics, 2018, V. 612, A101.

К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ СВЕРХСИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ВО ВСПЫШКАХ

Барановский Э.А.¹, Лоцицкий В.Г.², Лоцицкая Н.И.², Тарашчук В.П.¹

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

²*Астрономическая обсерватория КНУ, Киев, Украина*

ABOUT THE EXISTENCE OF SUPERSTRONG MAGNETIC FIELDS IN FLARES

Baranovsky E.A.¹, Lozitsky V.G.², Lozitska N.I.², Tarashchuk V.P.¹

¹*Crimea Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia*

²*Astronomical Observatory of the National University of Kyiv, Ukraine*

The physical properties of solar flares are determined from spectral observations on a base of theoretical modeling. For the flares October 28, 2003 class X17.2 / 4B flare we used spectral lines with different Lande factors for study magnetic fields and thermodynamic conditions. The flares refers to the area of the seismic source associated. It was found that the substance in the flare had a complex layered structure with various physical parameters. According to the FeI 5250.2 Å with large Lande factor ($g = 3.0$), the magnetic field in flare was about 3000 G. According to the FeI 5250.2 Å. with large Lande factor ($g = 3.0$), the magnetic field in flare was about 3000 G. Evidences to stronger magnetic fields were found by the spectral effects in the FeI 5434.5 line with $g = -0.014$. In this line, splitting of emission peaks was observed; if this splitting to interpreted as the Zeeman effect, then the magnetic field strength is near 40 kG. Two other lines with very small $g = -0.014$, FeI 5576.1 Å and 5123.7 Å, do not have emission peaks in the flare. This indicates that their formations region were located in deeper layers of the atmosphere. It was found that in layered structures there can exist not only high temperatures, but also very strong magnetic fields. Apparently, such superstrong magnetic fields do not exist for long, they have small scale in horizontal and vertical direction, and this is the difficulty in detecting them.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-35-38

Введение

Солнечные вспышки представляют процесс взрывного выделения энергии. Физические параметры вспышек определяют из спектров. Одним из главных параметров вспышек являются магнитные поля (МП) с их экстремально быстрой трансформацией в другие процессы. Величины МП варьируют в широких пределах. Локальные МП имеют величину 10^2 – 10^3 Гс. Однако есть указание на возможность недолгого существования очень сильных МП величиной до 10^4 Гс. Предположение о существовании таких МП в 1957 г. высказал Северный А.Б. [1], а затем Брюс (1966) [2] и Аликаева (1970) [3]. Физические параметры вспышек являются результатом моделирования при сходстве рассчитанных и наблюдаемых контуров спектральных линий.

Расчеты моделей приводят к необходимости задавать плотные и горячие конденсации, т.е. иметь слоистую структуру вспышек. Тогда получает-

ся хорошее согласие профилей. Если плотность мала, то это может указывать на подъем нагретого фотосферного вещества или это основание вспышечной арки. Так в [4] для моделей двух вспышек получено наличие конденсаций с плотностью $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. В [5] исследована хромосфера двухленточной вспышки 4.09.1990 г. в активной области NOAA 6233 для линии $\text{H}\alpha$. В двухкомпонентной модели одна из компонент имеет глубокий прогрев хромосферного слоя, занимающего 8–10 % общей площади вспышки. В работе [6] об источнике субтерагерцевого излучения на основании анализа вспышки 2.04.2017 г. рассмотрена модель атмосферы Мачадо (1980). Наблюдаемое излучение образуется в слое хромосферы толщиной порядка 10 км с температурой плазмы в объеме 10^5 K .

Наблюдения, обработка

Двухленточная вспышка 28 октября 2003 г. класса X17.2 / 4B – третья по мощности наблюдалась на эшелъном спектрографе АО Киевского университета. Входная щель проектировалась на место сейсмического источника вспышки S2 / S3 с координатами L с координатами $L = 291,00$ и $\phi = -16,64$. Используются излучения $I \pm V$ профилей 9 линий Fe I с разными факторами Ланде, потенциалами возбуждения и высотами формирования в атмосфере. Для исследования взята поздняя фаза развития вспышки – 11:14 UT. В линии $\text{H}\alpha$ регистрировались самые яркие места.

МП в этом месте было многокомпонентным противоположных магнитных полярностей и широким спектром напряженностей до 10^4 Гс . Данные о линиях приведены в таблице. Было найдено, что во вспышке существовали 4 компоненты МП. Они находились в объеме геометрической толщи фотосферы $1.5 \times 1.5 \times 0.5 \text{ Мм}^3$, что согласуется с пространственным разрешением телескопа. Моделирование показало диапазон высот 40–50 км в верхней фотосфере.

Таблица 1. Спектральные линии.

No.	Element of multiplet	Wavelength λ (Å)	Equivalent width W (mÅ)	Excitation potential EP (eV)	Lande factor g_{eff}
1	FeI-16	5123.72	101	1.01	-0.013
2	FeI - 15	5434.52	184	1.01	-0.014
3	FeI - 686	5576.09	113	3.43	-0.012
4	FeI - 1	5247.05	59	0.09	1.998
5	FeI - 1	5250.21	62	0.12	2.999
6	FeI - 816	6301.51	127	3.65	1.669
7	FeI - 816	6302.50	83	3.69	2.487
8	FeI - 15	5269.54	478	0.86	1.208
9	FeI- 15	5397.14	239	0.91	1.426

При изучении МП важную информацию дают спектральные линии с разными факторами Ланде, особенно с очень низким значением, например, для Fe I $\lambda = 5123.723 \text{ \AA}$ и Fe I $\lambda = 5434.527 \text{ \AA}$. Рассчитанные теоретически коэффициенты Ланде (g) для LS -связи равны нулю ($g_{LS} = 0,000$). Но лабораторные данные дают $g_{Lab} = -0,013$ и $-0,014$. При расчетах расщепленные контуры этих линий можно получить, если МП достигает очень больших величин. Такой эффект для линий Fe I 5123,7 и 5434,5 \AA приведен в [7]. Расщепление пико в профилях линий $I \pm V$ измерялось в диапазоне $\Delta\lambda_V = 5\text{--}36 \text{ m\AA}$, тогда как для $I \pm Q$ профилей оно около нуля ($\Delta\lambda_Q \leq 5 \text{ m\AA}$). В соответствии с эффектом Зеемана это требует поля около $\approx 15 \text{ кГс}$. На пиковой фазе вспышки наблюдался резкий локальный максимум МП в 2 кГс в верхней фотосфере, который смещался в более глубокие слои атмосферы.

Для диагностики МП величиной в кГс применен метод отношения линий для пар линий типа Fe I 5247.1–5250.2 \AA и Fe I 6301.5–6302.5 \AA с почти одинаковыми температурными чувствительностями и высотой формирования, но с существенно разными факторами g_{eff} . Линии Fe I 5123.7 \AA , 5434.5 \AA и 5576.1 \AA немагнитные для LS связи. В мощных вспышках расщепление может соответствовать величине МП $\sim 10^4 \text{ G}$. Расщепление эмиссионных пиков в линиях с фактором $g_{eff} 1\text{--}1.7$ соответствует МП $1\text{--}3 \text{ кГ}$.

Интересным оказалось моделирование для трех линий с очень низкими факторами Ланде (например, Fe I 5434.5, $g_{eff} = -0.014$). Для одной из них расщепление пико соответствовало МП величиной до $4 \cdot 10^4 \text{ G}$ и температура была выше. В месте формирования двух других линий температура была ниже, и МП было существенно ниже, что также указывает на слоистую структуру области вспышки. В зависимости от состояния атомов и физических условий в том или ином слое расщепление пиков линий с очень низкими факторами g_{eff} приводит к разным значениям магнитных полей. МП большой величины существуют очень непродолжительное время в мощных вспышках и трудно наблюдаемы.

Распределение МП по высоте не монотонно, а может иметь узкие пики. Это еще одно свидетельство слоистой структуры – на уровне верхней фотосферы.

Выводы

Многокомпонентное МП при сравнении профилей $I + V$ линий Fe I с разными параметрами имело не менее 4 компонент:

- с умеренной напряженностью (10^2 G) с полярностью (S) как у тени ближайшего пятна;
- МП на среднем уровне фотосферы ($h = 300 \text{ км}$) N-полярности с напряженностью в диапазоне кГс ;
- мелкомасштабные МП $1.1\text{--}1.3 \text{ кГ}$ S-полярности;

- сверхсильные МП до $4 \cdot 10^4$ G N полярности в верхней фотосфере – $h = 400\text{--}500$ км.

МП такого типа имели вспышки 25.07.1981 г., 08.06.1989 г., 16.06.1989 г. и 17. 06. 2004 г. Расщепление пиков в профилях $I \pm V$ в соответствии с эффектом Зеемана соответствует полю более 15 кГс. На пиковой фазе вспышки наблюдался резкий локальный максимум МП 2 кГс в верхней фотосфере, смещавшийся в более глубокие слои атмосферы.

Литература

1. Северный А.Б. // Астр. журн., 1957, т. 34, с. 684.
2. Bruce C.E.R. // Observatory, 1966, 86, 82.
3. Alkaeva K.V. // Astrometr. Astrofiz., 1970, 8, 92.
4. Барановский Э.А., Кондрашова Н.Н., Пасечник М.Н., Таращук В.П. // Кинемат. и физ. неб. тел, 2013, т. 29, с. 18.
5. Барановский Э.А., Лозицкий В.Г., Таращук В.П. // Кинематика и физика неб. тел, 2009, т. 25, № 5, с. 373.
6. Моргачев А.С., Цап Ю.Т., Смирнова В.В., Моторина Г.Г. // Геомаг. и аэроном., 2019, в печати.
7. Лозицкий В.Г. // Кинемат. и физ. небесн. тел., 1998, Т. 14, № 5, с. 401.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НАЗЕМНЫХ И СПУТНИКОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ФОТОСФЕРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ПРИЛОЖЕНИИ К МОДЕЛИРОВАНИЮ ПАРАМЕТРОВ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР И СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Березин И.А.¹, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

COMPARATIVE ANALYSIS OF GROUND-BASED AND SATELLITE OBSERVATIONS OF PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELD IN APPLICATION TO CORONAL HOLES AND SOLAR WIND PARAMETERS MODELING

Berezin I.A.¹, Tlatov A.G.^{1,2}

¹*Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo Observatory, Kislovodsk, Russia*

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

Currently, for the quantitative forecasting of solar wind parameters, the WSA coronal model (Wang-Sheeley-Arge) is most widely used. The model requires synoptic maps of the photospheric magnetic field, which can be compiled on the basis of ground-based or satellite telescopic observations. In this work we analyzed solar wind and coronal holes modelling accuracy for satellite magnetograms (SDO/HMI) and various ground-based observations (STOP, WSA, GONG). The parameters of the coronal holes were determined from the calculation of regions with an open magnetic configuration. For some periods, a high positive correlation (>0.5) between model calculations and satellite observations (ACE and SDO/AIA193) was found. In periods of weak correlation (<0.4), it is possible to increase the accuracy of solar wind modeling by optimization the empirical coefficients of the WSA model. SDO/HMI and STOP magnetograms provide the best accuracy in the simulation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-39-42

1. Введение

В настоящее время для количественного прогнозирования параметров солнечного ветра наиболее широкое распространение имеет корональная модель WSA (Wang-Sheeley-Arge) [1, 2]. Для модели необходимы синоптические карты фотосферного магнитного поля, которые могут быть составлены на основе данных наземных или спутниковых телескопических наблюдений. С 2014 года на Кисловодской Горной астрономической станции (ГАС ГАО РАН) функционирует телескоп-магнитограф СТОП, осуществляющий измерения крупномасштабных магнитных полей с точностью ~ 0.3 Гаусса. Основное назначение телескопа — предоставление оперативных прогнозов космической погоды [3, 4]. Чтобы составить представление о качестве наблюдений СТОП, модель WSA, используемая в прогнозах на ГАС, была применена к спутниковым магнитограммам

SDO/HMI и к магнитограммам наземных станций WSO и сети GONG. Полученные в результате моделирования ряды скоростей солнечного ветра сопоставлены между собой и с наблюдаемыми на спутнике ACE значениями. Кроме скорости солнечного ветра смоделированы также параметры корональных дыр по данным расчёта областей с открытой магнитной конфигурацией и сопоставлены со спутниковыми наблюдениями телескопа SDO/AIA193. В сопоставлениях скоростей спокойного солнечного ветра использовались сглаженные окном за 7 дней значения (рис. 1, 3).

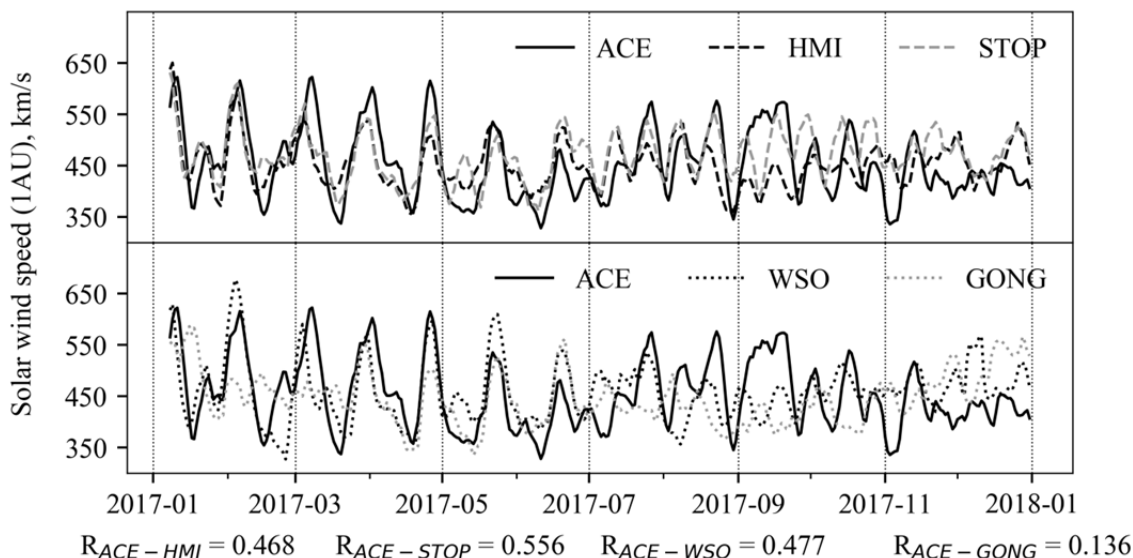


Рис. 1. Спутниковые измерения скорости солнечного ветра (ACE) и модельные расчёты в 2017 году

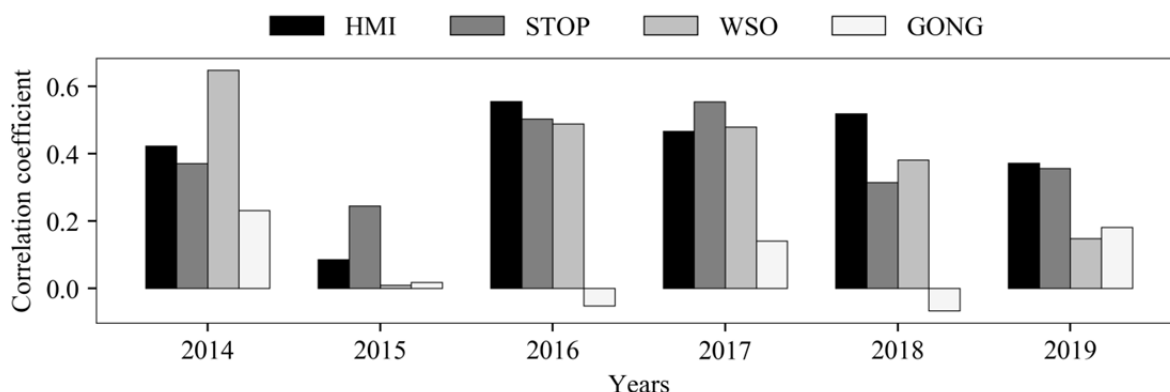


Рис. 2. Коэффициент корреляции между смоделированными и наблюдаемыми (ACE) параметрами спокойного солнечного ветра.

2. Результаты

На рис. 2 представлена информация о корреляции между модельными расчётами и наблюдаемыми величинами (ACE). Модельные расчёты демонстрируют достаточно точное соответствие с данными ACE в определённые периоды, например, в 2016 г. и в первой половине 2017 г. (рис. 1),

вместе с тем наблюдаются и довольно большие расхождения в 2015 и 2019 году (рис. 3). Большие продольные сдвиги в скорости солнечного ветра могут быть вызваны ошибками наблюдения магнитного поля, особенно на полюсах [5]. Также расхождения могут быть связаны с возмущениями солнечного ветра и, кроме того, с неустойчивостью эмпирической части модели WSA. Простая корректировка одного из эмпирических коэффициентов WSA позволяет заметно улучшить корреляцию расчётов СТОП и НМИ с данными ACE в 2019 году (рис. 3). Можно ожидать, что более тщательный подбор коэффициентов WSA позволит существенно снизить ошибки в расчётах.

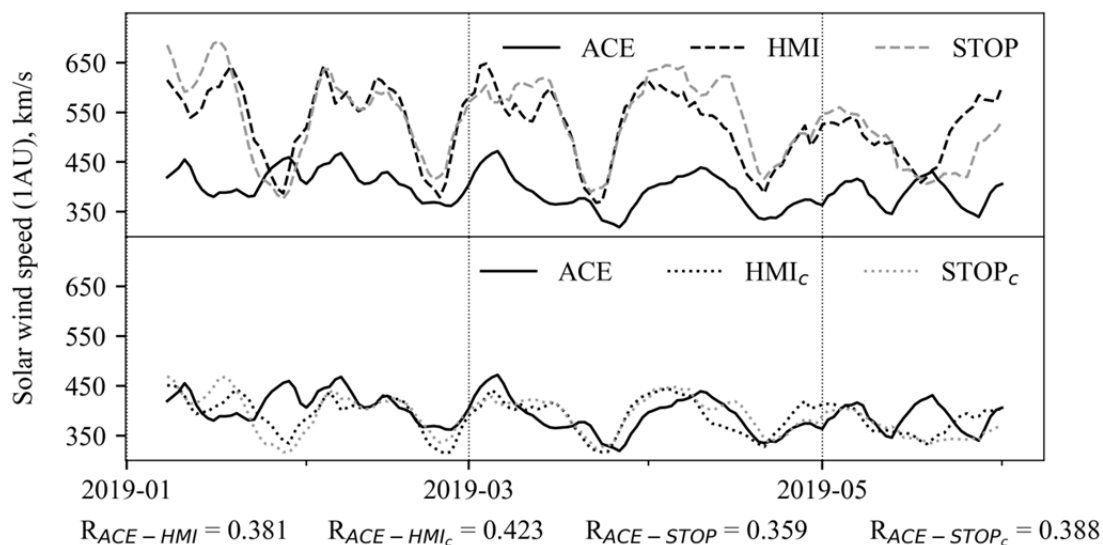


Рис. 3. Корректировка коэффициентов WSA для данных НМИ (HMI_c) и СТОП (STOP_c) в 2019 году.

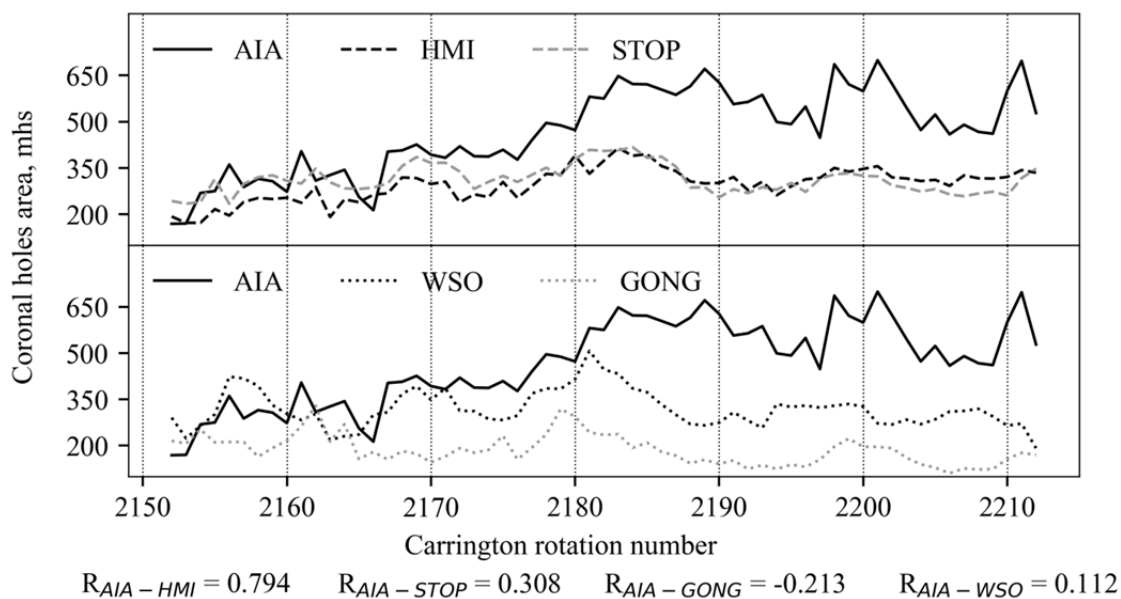


Рис. 4. Наблюдаемые (AIA) и смоделированные площади корональных дыр

Расчёты площадей корональных дыр неплохо согласуются с величинами, определёнными по снимкам SDO/AIA193 до осени 2016 года (2182 оборот Кэррингтона), затем различия между расчётами и наблюдениями увеличиваются (рис. 4). Возможная причина – значительное снижение солнечной активности в 2016 году и, как следствие, увеличение ошибок в измерении фотосферного магнитного поля.

3. Заключение

Среди рассмотренных приборов SDO/HMI и CTOPI обеспечивают наиболее высокую точность расчета, как параметров солнечного ветра, так и параметров корональных дыр. Несколько хуже результаты, в среднем, показывают магнитограммы WSO. Наименее точную информацию, с отрицательной корреляцией за отдельные периоды (2016, 2018 гг.), предоставляют данные сети GONG. Для повышения точности прогноза скорости спокойного солнечного ветра предлагается оптимизировать эмпирические коэффициенты WSA.

Работа выполнена при поддержке проектов РФФИ 18-02-00098 –а и проекта РФФИ N 15-12-20001.

Литература

1. *Arge, C.N., Pizzo, V.J.* Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates // *J. Geophys. Res.*, 2000, Vol. 105, p. 10465,
2. *Arge, C.N., Luhmann, J.G., Odstrčil, D., et al.* Stream structure and coronal sources of the solar wind during the May 12th, 1997 CME // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*, 2004, Vol. 66, p. 1295.
3. *Tlatov, A.G., Pashchenko, M.P., Ponyavin, D.I., et al.* Forecast of solar wind parameters according to STOP magnetograph observations // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2016, Vol. 56, p. 1095.
4. *Tlatov, A.G., Shramko, A.D., Chernov, et al.* Space Weather Parameters: Modeling and Prediction from the Data of Groundbased Observations of Solar Activity // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2017, Vol. 57, p. 854.
5. *Jian, L.K., Russell, C.T., Luhmann, J.G., et al.* Comparison of Observations at ACE and Ulysses with Enlil Model Results: Stream Interaction Regions During Carrington Rotations 2016–2018 // *Solar Phys.*, 2011, Vol. 273, p. 179.

ВЛИЯНИЕ ЦИКЛИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ ГЛОБАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ МЕЖПЛАНЕТНОЙ СРЕДЫ

Биленко И.А.

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

INFLUENCE OF THE SOLAR GLOBAL MAGNETIC FIELD CYCLE VARIATIONS ON THE INTERPLANETARY PLASMA PARAMETERS

Bilenko I.A.

Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Moscow, Russia

Based on ground and space observations, cycle variations of the magnetic field and plasma parameters of the solar wind are considered. Plasma parameters (B , n , V_a , β) were calculated at different distances from the Sun and time dependences of their changes in cycles 21–24 were revealed. The influence of various models of the plasma density distribution with distance from the Sun on the calculated plasma parameters is considered. The effect of cycle changes in the value and structure of the solar global magnetic field on plasma parameters is shown. The dependencies of the distribution of plasma parameters with distance from the Sun are obtained depending on the magnitude of the magnetic field and the plasma density model for high and low solar activity CRs during sectorial and zonal global magnetic field structure domination.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-43-46

Введение

Поскольку солнечная корона не находится в состоянии гидростатического равновесия, то имеет место постоянное распространение корональной плазмы в межпланетное пространство. Формируются потоки солнечного ветра, определяющие космическую погоду на орбите Земли и оказывающие большое влияние на земную магнитосферу [5]. Эти потоки регулируются солнечными магнитными полями, так как электропроводность корональной плазмы очень высокая. Закономерности связи пространственных и временных вариаций солнечного магнитного поля с параметрами межпланетной плазмы до настоящего времени остаются не выясненными, что затрудняет как изучение различных процессов происходящих в межпланетной среде, так и построение моделей солнечно-земных связей и прогнозирование космической погоды на орбите Земли. Целью данной работы является расчет распределений параметров плазмы (B , n , V_a и β) на различных расстояниях с использованием популярных моделей распределения плотности [3, 5, 7, 8] и сопоставление их с циклическими вариациями солнечного фотосферного крупномасштабного магнитного поля, явля-

ющегося суммой не полярной и полярной компонент глобального магнитного поля (ГМП) Солнца в 21–24 циклах.

Результаты исследования

При исследовании межпланетной среды и различных явлений солнечной активности, таких, например, как корональные выбросы массы, на разных расстояниях от Солнца необходимо знание распределения магнитного поля и плотности плазмы. Наблюдаемое межпланетное магнитное поле и его циклические изменения хорошо описывается суммой циклических вариаций полярного и не полярного крупномасштабных фотосферных магнитных полей, являющихся видимым проявлением тороидальной и полюидальной компонент ГМП Солнца [1]. Подобной модели для описания плотности плазмы в настоящее время не существует. Для расчетов плотности плазмы наиболее часто употребляются модели:

$$n_e(r) = 6.1 \times r^{-2.1} (cm^{-3}), [3] \quad (1)$$

$$n_e(r) = 1.36 \times r^{-2.14} + 1.68 \times r^{-6.13} (cm^{-3}), [8] \quad (2)$$

$$n_e(r) = 3.3 \times 10^5 r^{-2} + 4.1 \times 10^6 r^{-4} + 8.0 \times 10^7 r^{-6} (cm^{-3}), [5] \quad (3)$$

$$n_e(r) = N_0 \times 10^{4.32Rs/r} (cm^{-3}), N_0 = 4.2 \times 10^4, Rs - \text{радиус Солнца}, [7] \quad (4)$$

На рис. 1 толстыми сплошными линиями показаны усредненные за 7 Кэррингтоновских оборотов (КО) и наложенными тонкими – за 1 КО вариации следующих параметров плазмы на орбите Земли: межпланетное магнитное поле (ММП) (В, 1a) наблюдаемое (черная, тонкая линия) и рассчитанное по модели и формуле предложенной в статье [1] (зеленая, толстая линия); плотность (n, 1b) наблюдаемая по данным OMNI2 [4] на орбите Земли и рассчитанная (n, 1c) при использовании различных моделей (1–4, указанных стрелками) с учетом циклической вариации наблюдаемого изменения плотности (рис. 1b); рассчитанные для разных моделей плотности альвеновская скорость, (Va, 1d) и β (1e) за 1976–2015 гг. (КО 1642–2172). Розовая линия на рис. 1e (β_{obs}) показывает β вычисленное по данным плотности протонов, температуры и магнитного поля OMNI2. На рис. 1a–1e показаны также периоды доминирования секторной (серый цвет) и зональной (белый цвет) структур ГМП Солнца [2].

Из приведенных зависимостей следует, что плотность слабо зависит от фазы цикла, но в начале доминирования секторной структуры 23 цикла она резко снижается и на протяжении низких 23 и 24 циклов она остается на уровне, примерно, в два раза ниже, чем в высоких 21 и 22 циклах. Va значительно выше в периоды доминирования секторных структур ГМП, а β – зональных. При этом, максимальные и минимальные значения магнитного поля и Va снижаются от 21 к 24 циклу, а β – растут. Наиболее близкое значение к наблюдаемой плотности дает модель (2). Модели (1) и (3) дают

близкие друг другу значения, которые примерно в два раза ниже наблюдаемых. Наибольшие расхождения с наблюдениями у модели (4).

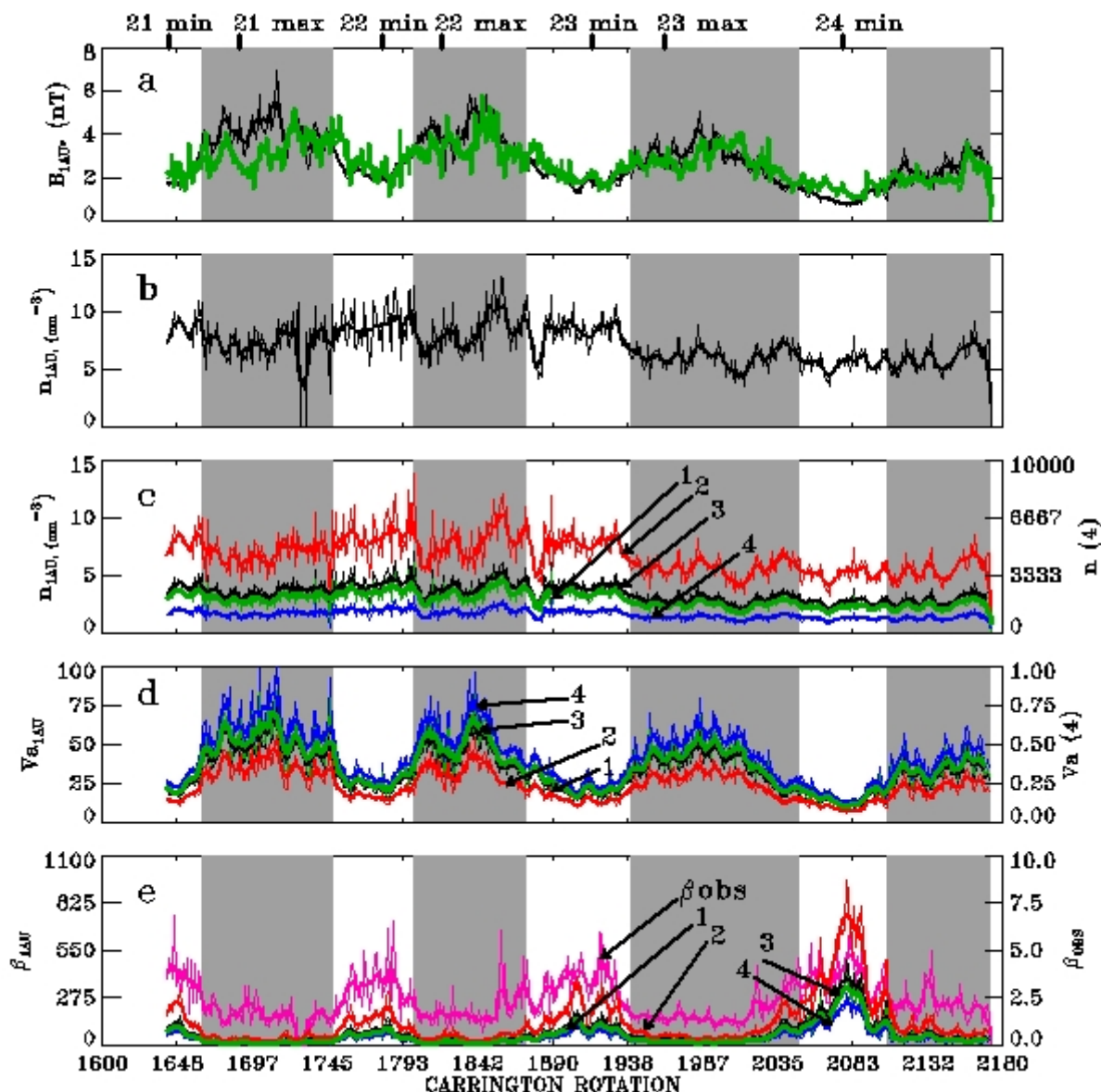


Рис. 1.

На рис. 2 показаны зависимости параметров магнитного поля (B , 2a1) и плотности плазмы (n , 2a2) от расстояния, а также V_a (2b1, 2b2) и β (2c1, 2c2) рассчитанные для распределения B в максимуме высокого цикла КО 1840 (сплошная линия рис. 2a1; рис. 2b2, 2c2) и в минимуме низкого цикла КО 2080 (штриховая линия рис. 2a1; рис. 2b1, 2c1). КО 1840 соответствует периоду доминирования секторной структуры ГМП, а КО 2080 – зональной. Все распределения сильно отличаются и в зависимости от величины магнитного поля в КО, и в зависимости от модели изменения плотности с расстоянием от Солнца. Отличается и ход этих распределений с расстоянием. Наибольшие расхождения для альвеновской скорости наблюдаются на расстояниях до $50 R_s$.

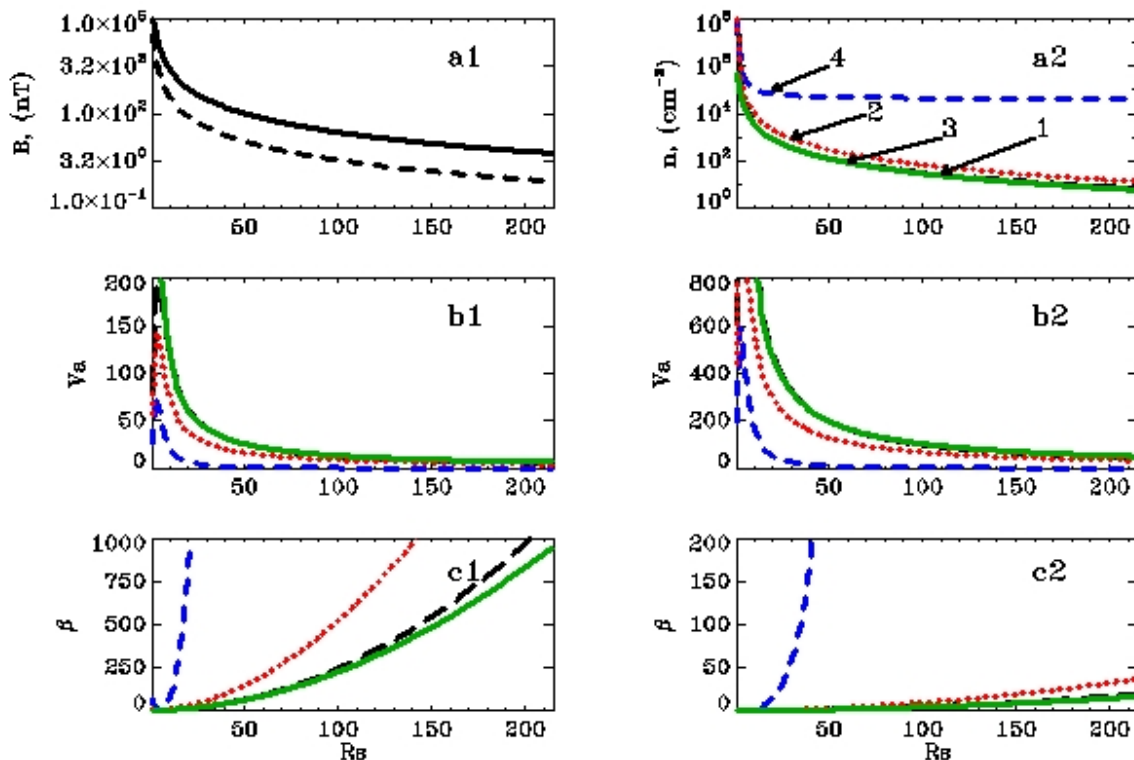


Рис. 2.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что параметры межпланетной плазмы зависят от состояния ГМП. Циклические изменения суммы полярного и не полярного крупномасштабного фотосферного магнитного поля Солнца, отражающие динамику тороидальной и полоидальной компонент ГМП, определяют долговременные, на масштабах КО и более, вариации параметров плазмы межпланетной среды. Расчетные параметры плазмы также сильно зависят и от используемой модели распределения плотности плазмы с расстоянием от Солнца.

Благодарности

В работе использован каталог OMNI2. Wilcox Solar Observatory data used in this study were obtained via the web site <http://wso.stanford.edu> at 2018:03:11 01:13:34 PST courtesy of J.T. Hoeksema. The Wilcox Solar Observatory is currently supported by NASA.

Литература

1. Bilenko I.A. // Solar Phys., 2018, 293, 106.
2. Bilenko I.A., Tavastsherna K.S. // Solar Phys., 2016, 291, 2329.
3. Bougeret J.-L., King J.H., Schwenn R. // Solar Phys., 1984, 90, 401.
4. King J.H., Papitashvili N.E. // JGR, 2005, 110, A02104.
5. Leblanc Y., Dulk G.A., Bougeret J.-L. // Solar Phys., 1998, 183, 165.
6. Mackay D.H., Yeates A.R. // Living Rev. Solar Phys., 2012, 9, 6.
7. Newkirk G.A. // ApJ, 1961, 133, 983.
8. Saito K., Poland A.I., Munro R. // Solar Phys., 1977, 55, 121.

**РАЗРАБОТКА ПРОЕКТА РЕКОНСТРУКЦИИ
ГАВАНСКОЙ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ
В СОСТАВЕ РОССИЙСКИХ СЛУЖБ СОЛНЦА
И КОСМИЧЕСКОЙ ПОГОДЫ**

**Богод В.М.¹, Кузанын К.М.², Лесовой С.В.³, Стороженко А.А.¹,
Тлатов А.Г.⁴, Sierra Pablo⁵**

¹*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия*

²*Институт земного магнетизма и распространения радиоволн РАН, Москва, Россия*

³*Институт солнечно-земной физики РАН, Иркутск, Россия*

⁴*Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

⁵*Институт Геофизики и Астрономии Кубы, Гавана, Куба*

**PROJECT DEVELOPMENT OF RECONSTRUCTION OF HAVANIAN
RADIOASTRONOMIC STATION AS PART OF RUSSIAN SERVICES
OF SUN AND SPACE WEATHER**

**Bogod V.M.¹, Kusanyan K.M.², Lesovoi S.V.³, Storozhenko A.A.¹,
Tlatov A.G.⁴, Sierra Pablo⁵**

¹*Special astrophysical observatory RAS, Russia*

²*Institut of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS,
Moscow, Russia*

³*Institut of Solar-Terrestrial Physics RAS, Irkutsk, Russia*

⁴*Mountain Astronomical Station of Pulkovo Observatory RAS, Kislovodsk, Russia*

⁵*Institut of Geophysics and Astronomy, Havana, Cuba*

September 11, 2019 marks the 50th anniversary of the Havana Radio Astronomy Station, which arose after the USSR expedition observed the eclipse of the Sun. The station produced regular observations of the Sun until 2006, with an accuracy of measuring the total radiation flux of up to 2%.

Due to the good geographical location of Cuba, the restoration of solar radio observations will increase longitude overlap in time and will be useful both for the service of the Russian Sun and the space weather service, where information on the level of its activity is important.

In 2018 RFBR announced joint Russian-Cuban grants and launched joint activities to renovate the Cuban station.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-47-50

Введение

11 сентября 2019 г. исполняется 50 лет Гаванской радиоастрономической станции, возникшей после проведения наблюдения затмения Солнца советской экспедицией. Станция проводила регулярные наблюдения Солнца до 2006 г., с точностью измерения полного потока радиоизлучения до 2%.

В 2018 г. в РФФИ были объявлены совместные Российско-кубинские гранты и начата совместная деятельность по реновации кубинской станции.

Цель проекта

Для ознакомления с состоянием станции были проведены экспедиции, в результате которых было принято решение о создании станции нового типа, в которой был бы реализован полностью автоматизированный режим наблюдений. В дальнейшем эти идеи были направлены на воссоздание Российской службы Солнца с использованием большой долготной протяженности России на базе сети станций, в которую будет включена и патрульная станция в Гаване. Ключевым элементом этой сети будет автоматическая Солнечная патрульная станция.

Концепция автоматизированной Солнечной патрульной станции

В состав станции включаются радиотелескопы на СМВ, ДМВ и МВ диапазоны и оптический телескоп СПОТ (прототип существует в ГАС ГАО), рис. 1, а именно: радиоспектрометр СМ диапазона для оценки корональных магнитных полей Радиометр на диапазон 10,7 см для дублирования службы чисел Вольфа; радиоспектрометр МВ диапазона для оценки ШБ и КВМ; оптический телескоп СПОТ для измерения активности в линиях Са ПК, Н-альфа, He10830, получения магнитограмм диска Солнца, КВМ и жесткого излучения.

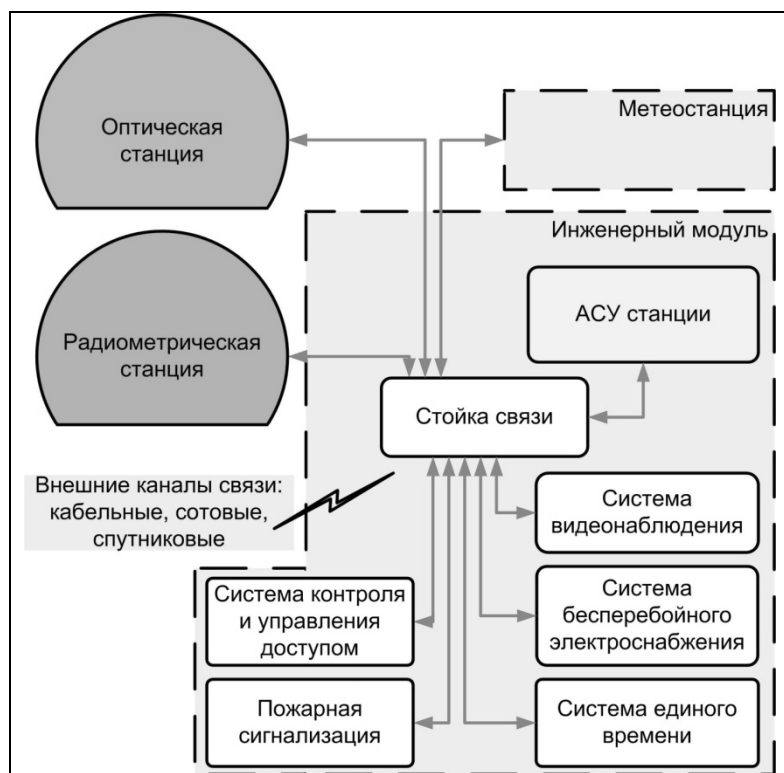


Рис. 1. Структурная схема автоматической Солнечной патрульной станции.

Сеть Круглосуточных Астрономических Наземных Наблюдений Активности Солнца (СКАННАС)

Сеть патрульных станций, таблица 1, включающая в себя так же центры обработки данных, в автоматическом режиме должна обеспечивать:

- оперативную информацию о солнечной активности в непрерывном режиме;
- составление on-line моделей для анализа данных наблюдений;
- длительные однородные ряды наблюдений;
- выработку оперативного прогноза состояния космической погоды.

Наблюдательная сеть должна способствовать решению задач представляющих научный интерес, а также имеет широкое прикладное значение:

- прогноз и круглосуточный мониторинг солнечных вспышек по оптическим и радиоданным;
- прогноз и круглосуточный мониторинг корональных выбросов массы по оптическим и радиоданным;
- прогноз космической погоды на орбите Земли в солнечной гелиосфере;
- прогноз воздействия солнечных событий и жесткого излучения на магнитосферу и верхние слои атмосферы;
- продолжение длительных однородных рядов наблюдений солнечной активности (проблема «Космический климат»).

Таблица 1. Возможные местоположение сети Солнечных патрульных станций.

Расположение патрульной станции	Долгота, L	Часовой пояс, P	Длительность наблюдений, D
Камчатка	+160°	+11(-3, 8)	8
*Уссурийская астрофизическая обсерватория ДВО РАН	+132°	+9(13, 5)	8
*Иркутск, ИСЗФ	+104,8°	+7(10, 2)	8-10
*Коуровская обсерватория, УрФУ	+59,5°	+4(9, 0)	8-10
*Кисловодск, ГАС	+42,3°	+3(8, -2)	8-10
*ИЗМИРАН	+37,3°	+3(8, -2)	8-10
*КрАО	+34°	+2(7, -3)	8-10
Калининград, ИЗМИРАН	+20,4°		
Тенериф, обс. МГУ	-16,3°		
*Куба, Гавана	-82,5°	-5(0, -10)	8-10
Мексика, Baja California	-110°	-8(-3, +1)	8-10

*Согласовано с обсерваториями.

Расположение наблюдательных пунктов должно обеспечивать максимально возможное перекрытие суточного интервала наблюдений, таблица 1.

С учетом Камчатки и Мексики:

$$\Delta(L_{max} - L_{min}) + D = 19$$

и длительности наблюдений 8–10 часов, суточный интервал наблюдений возможно использовать полностью.

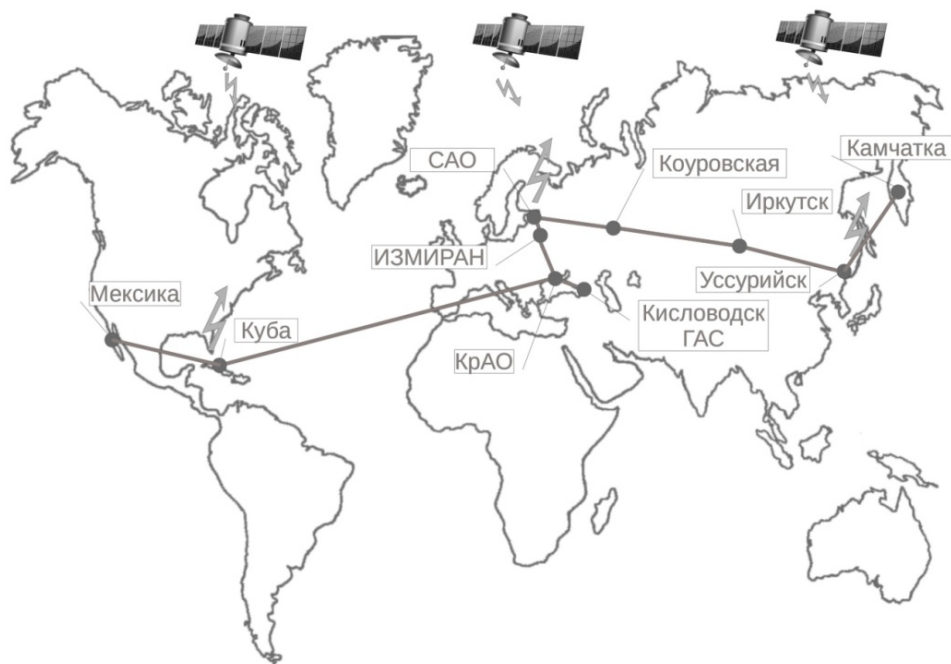


Рис. 2. Размещение Сети Круглосуточных Астрономических Наземных Наблюдений Активности Солнца (СКАННАС).

Заключение

Задача Сети наземных наблюдений солнечной активности – непрерывное слежение за солнечной активностью. Данные СКАННАС будут использоваться для выполнения практических задач: мониторинга, анализа и прогноза состояния космической погоды, в частности, солнечной активности (вспышек, потоков ультрафиолетового и рентгеновского излучения и т.д.), радиационной обстановки, геомагнитной активности, условий распространения радиоволн, состояния ионосферы и атмосферы. Т.о. СКАННАС может стать необходимым инструментом для фундаментальных задач физики Солнца и прикладных направлений.

Благодарности

Работа выполнена при поддержке Российским фондом фундаментальных исследований, проекты РФФИ № 18-52-34004 и Министерством науки, технологий и окружающей среды Кубы.

Литература

1. *M.I. Astrakhan, V.Ja Golnev, N.G. Peterova, E.del Pozo, S. Soria, F. Soto.* The Polarimeter of the Habana Radio Astronomical Station // *Bulletin Solnechnye Dannye*, 1974, No.9, pp.74-79.

ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ БЛЕСКА У ЗВЁЗД МАЛЫХ МАСС С СИЛЬНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Бондарь Н.И.¹, Кацова М.М.²

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия*

²*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

LONG-TERM VARIABILITY OF LOW-MASS STARS WITH STRONG MAGNETIC FIELDS

Bondar' N.I.¹, Katsova M.M.²

¹*Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia*

²*Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University,
Moscow, Russia*

Numerous manifestations of the activity of G-M dwarfs are associated with the release of magnetic fields on the stellar surface. There are known stars for which surface magnetic fields amount to several kG. Among them there are K-dwarfs OU Gem and EQ Vir and M-dwarfs V1005 Ori and AU Mic with rotation periods of less than 10 days. Long-term brightness variations over several decades were considered for these stars according to the catalogs Hipparcos, ASAS, KWS and from publications. Slow trends, possibly cycles, with duration of about 40 years are found for OU Gem, V1005 Ori and AU Mic. All these stars have cycles of 10–16 years; EQ Vir, V1005 Ori, and AU Mic also have low-amplitude short cycles of 5–6 years. A tendency toward an increase in the amplitude of the main cycle in stars with a less strong surface magnetic field is noted.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-51-54

Введение

Феноменологически сходные проявления нестационарности у Солнца и звёзд нижней части главной последовательности – вспышки, факелы, пятна, мощные короны и корональные выбросы – имеют разные количественные и временные масштабы, что указывает на различия процессов, ответственных за их магнитную активность. Современная инструментальная база и методы анализа данных позволяет изучать активность в разных слоях атмосферы у звёзд с различными физическими параметрами, а также проводить непосредственные измерения магнитных полей. Для некоторых объектов по многолетним рядам выявлена связь между индексами активности в разных слоях атмосферы, а также с параметрами магнитного поля [1]. Результаты исследования звезды Проксима Центавра (dM5.5) [2] убедительно показывают развитие 7-летнего цикла активности в атмосфере звезды и усиление магнитного поля каждые 9 лет [3].

В нашей работе приведены результаты поиска циклических изменений блеска, связанных с процессами пятнообразования, у К-карликов

OU Gem и EQ Vir и ранних dM-звезд V1005 Ori и AU Mic. Используя данные о поверхностном магнитном поле выбранных объектов, рассмотрена связь между фотосферной активностью этих звёзд и величиной магнитного поля.

Длительности и амплитуды циклов

Фотометрические наблюдения выбранных нами звёзд показали, что они проявляют переменность на короткой шкале (с периодом вращения), связанную с наличием холодных пятен, и на длинной шкале (на интервалах в нескольких лет), когда становятся заметными изменения среднегодового блеска, связанные с изменением общей запытенности фотосферы от максимального до минимального уровня.

Используемые в работе параметры этих звёзд приведены в таблице 1. Данные о поверхностном магнитном поле взяты из [4].

Таблица 1. Некоторые параметры исследуемых звезд.

Звезда	Спектр	V (mag)	$B-V$ (mag)	P_{rot} (сут)	$\log(L_x/L_{bol})$	$\langle B \rangle$ kG
OU Gem	dK2e	6.77	0.95	7.36	-1.96	2.4
EQ Vir	dK5e	9.37	1.18	3.91	-3.17	2.0
V1005 Ori	dM0	10.11	1.37	4.41	-2.73	2.6
AU Mic	dM1e	8.63	1.32	4.85	-2.70	2.3

Для изучения поведения блеска на длительных временных интервалах для каждой звезды были сформированы компилированные кривые блеска с учетом данных фотографических архивов и опубликованных результатов фотоэлектрической фотометрии, а основными источниками стали базы данных Hipparcos, ASAS, SuperWASP и KWS [5].

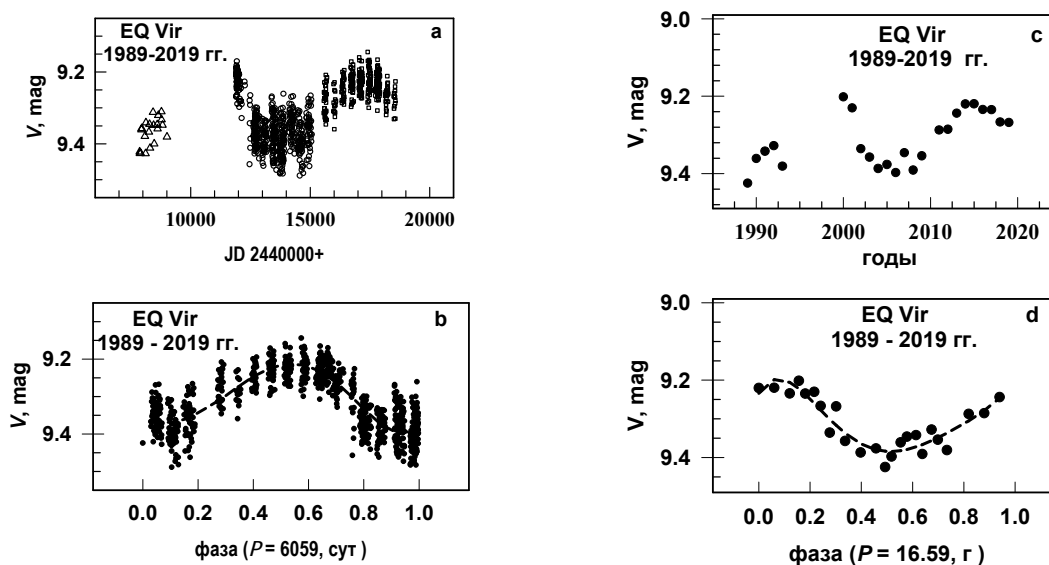


Рис. 1. Долговременные изменения блеска EQ Vir.

Анализ полученных рядов выполнен методами Юркевича, Скаргля и Хартли с помощью программы AVE [<http://www.gea.cesca.es>]. Аппроксимация кривых блеска выполнена полиномами пятой степени. Поиск периодичности по ряду остатков после вычитания вклада переменности с найденным периодом выполнялся до достижения уровня шума.

На рис. 1а показаны изменения блеска EQ Vir в 1989–2018 гг. Средние по дате V -величины получены по данным Hipparcos, ASAS и KWS. Разброс значений обусловлен точностью измерений и вращательной модуляцией блеска. Анализ компилированного ряда показал, что наиболее значимый пик на периодограммах соответствует $P = 6059$ сут, свертка с этим периодом показана на рис. 1б. Для среднегодовых значений (рис. 1с) получен такой же период (16.59 лет), который мы рассматриваем как цикл фотосферной активности звезды. Амплитуда цикла составляет 0.2^m , ее значение и форма цикла сохраняются на всем исследуемом интервале (рис. 1б,d). После вычитания этой периодичности по ряду остатков найден малоамплитудный период, равный 5.28 лет. Подобный анализ выполнен для остальных трех звезд.

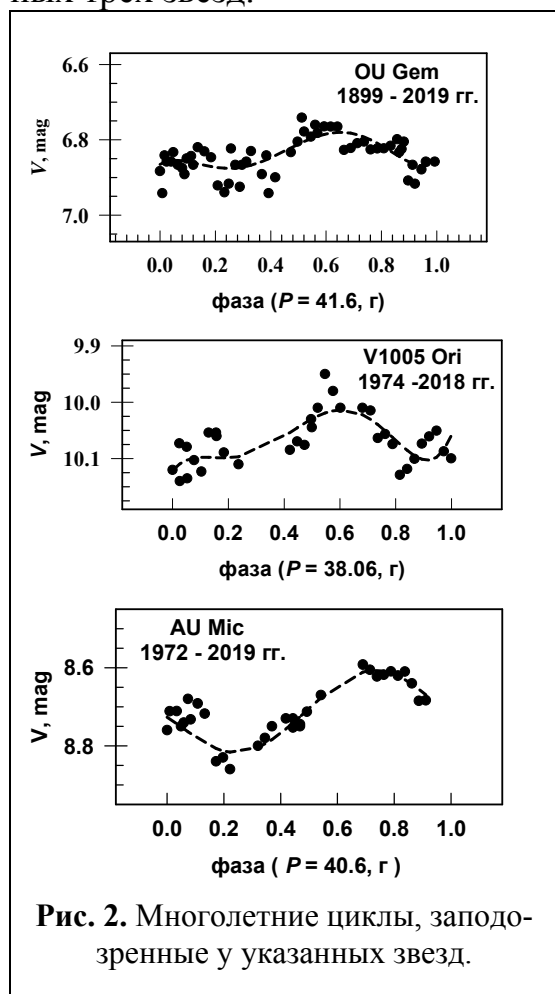


Рис. 2. Многолетние циклы, заподозренные у указанных звезд.

Для OU Gem фотометрические данные накоплены за 120 лет, с 1899 по 2019 год. На этом интервале максимальные значения блеска наблюдались дважды – в 1962 г. и 2004. Длительность возможного цикла 41.6 г., амплитуда – 0.2^m . У звезды также найден цикл 10.6 г., параметры и форма этого цикла не постоянны, отмечено смещение максимума циклов в эпохи 1899–1904 гг. и 1985–1993 гг. по сравнению с циклами 1953–1984 гг. и 1996–2019 гг.

Многолетние тренды, возможно циклы, длительностью 38.1 г. и 40.6 лет заподозрены у М-карликов V1005 Ori и AU Mic (рис. 2). После учёта трендов по рядам остатков у этих звезд найдены периоды 14–15 лет и 5–6 лет. Эти результаты согласуются с полученными в [6, 7], что указывает на устойчивость коротких малоамплитудных циклов в течение десятилетий.

Согласно [6] по измерениям показателей хромосферной активности AU Mic в 2001–2017 гг. заподозрен 16-летний цикл, что близко к длительности найденного нами фотосферного цикла 13.7 г.

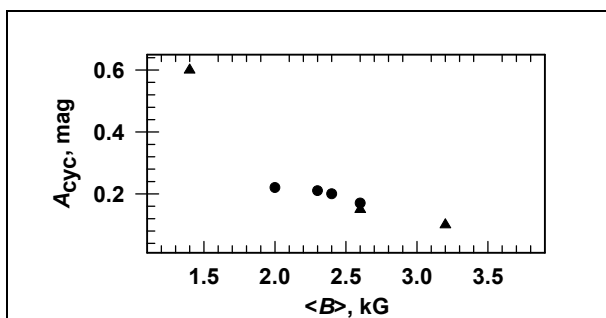


Рис. 3. Связь между амплитудой многолетних циклов и поверхностным магнитным полем у К–М карликов. Треугольники – звезды из [7].

Рассматривая амплитуду многолетних циклов как показатель фотосферной активности, выполнено сравнение фотосферной активности с данными о поверхностном магнитном поле звёзд из [4], где величина $\langle B \rangle = \sum |B_i|$. Полученные здесь значения амплитуды для 4-х звёзд дополнены определенными для основных циклов амплитудами у К-М карликов V833 Tau,

DT Vir, DX Cnc [8], у которых $\langle B \rangle < 4$ kG. На рис. 3 видна тенденция возрастания амплитуды основного цикла у звёзд с меньшим значением $\langle B \rangle$. Это означает, что фотосферная активность, связанная с формированием холодных пятен, подавляется при усилении поверхностного магнитного поля.

Выводы

У OU Gem, V1005 Ori, AU Mic обнаружены многолетние тренды, указывающих на возможные циклы фотосферной активности длительностью около 40 лет с амплитудой $\sim 0.2^m$. У всех звёзд найдена переменность среднего годового блеска с периодами 10–16 лет, а короткие циклы длительностью 4.6–5.9 лет наблюдаются у звёзд EQ Vir, V1005 Ori, AU Mic с амплитудой 0.08–0.04^m.

Рассмотрение связи между средним магнитным потоком и амплитудой заподозренных длинных циклов указывает на тенденцию к увеличению амплитуды цикла у звёзд с менее сильным поверхностным магнитным полем, меньше 2 kG.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов Российского Фонда Фундаментальных Исследований 19-02-00191а и 18-52-06002 Az-a.

Литература

1. Pevtsov, A.A., Fisher, G.H., Acton, L.W. et al. // ApJ, 2003, 598, 1387.
2. Wargelin B.J., Saar S.H., Pojma'nski G. et al. // MNRAS, 2017, 464, 3281.
3. Yadav R.K., Christensen U.R., Wolk Scott J. and Poppenhaeger K. // ApJ, 2016, 833, L28.
4. Shulyak D., Reiners A., Engeln A. et al. // Nature Astronomy, 2017, 1, id.0184.
5. Bondar' N.I., Katsova M.M., Livshits M.A. // Geomagnetism & Aeronomy, 2019, 59, 832.
6. Ibañez Bustos R.V., Buccino A.P., Flores M. et al. // MNRAS, 2019, 483, 1159.
7. Küker M., Rüdiger G., Olah K. and Strassmeier K.G. // A&A, 2019, 622, A40.
8. Bondar N.I. // AApTr, 2019, 31, 1.

**ВАРИАЦИИ ПОТОКОВ СОЛНЕЧНОГО КУФ-ИЗЛУЧЕНИЯ
В ЛИНИЯХ ГЕЛИЯ (ВНЕ ВСПЫШЕК) ПО ДАННЫМ
SDO/EVE В 24-М ЦИКЛЕ.
ЛАЙМАНОВСКИЕ ДЕКРЕМЕНТЫ ЛИНИЙ ВОДОРОДА И ГЕЛИЯ**

Бруевич Е.А.¹, Казачевская Т.В.², Якунина Г.В.¹

¹*МГУ им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт
им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

²*ИПГ Росгидромета им. Е.К. Федорова, Москва, Россия*

**VARIATIONS OF SOLAR EUV-RADIATION FLUXES
IN HELIUM LINES (OUTSIDE THE FLARES) ACCORDING
TO SDO/EVE DATA IN CYCLE 24. LYMAN DECREMENTS
IN HYDROGEN AND HELIUM LINES**

Bruevich E.A.¹, Kazachevskaya T.V.², Yakunina G.V.¹

¹*Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute,
Moscow, Russia*

²*Fedorov Institute of Applied Geophysics, Moscow, Russia*

The data of measurements of fluxes in the lines of neutral helium 58.4 nm, 53.7 nm and ionized helium 30.4 nm, 25.6 nm are investigated. The changes in the intensity of these lines with solar activity variations from the minimum to the maximum of the 24th cycle were estimated. The time series of daily values of radiation fluxes outside the flares in the EUV range has formed by us from the archive of daily observations of SDO/EVE for 2010–2018. The behavior of Lyman decrements in hydrogen and helium lines has studied.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-55-58

Космический аппарат SDO был выведен на орбиту в августе 2010 г. с целью измерения солнечного УФ-излучения. Прибор EVE должен измерять общий поток УФ-фотонов и рентгеновских квантов низких энергий, соответствующих длинам волн от 105 до 0.1 нм. В крайнем ультрафиолете (КУФ) яркость Солнце меняется в сотни и тысячи раз, [1]. КУФ-излучение определяет температуру внешних слоев земной атмосферы. В нашей работе исследуются вариации потоков солнечного КУФ-излучения в линиях гелия (вне вспышек) по данным SDO/EVE в 24-м цикле [2].

Текущий 24-й цикл активности является самым слабым солнечным циклом более чем за последние 100 лет [3]. На рис. 1 и 2 показаны изменения потоков в линиях гелия, видно, что линии по-разному изменяются в этом цикле. Поток в линии HeI ($\lambda = 58.4$ нм) уменьшается примерно на 45%, а в линии HeII ($\lambda = 30.4$ нм) примерно на 25 % от величины в максимуме активности. Важно, что линия He II ($\lambda = 30.4$ нм) является второй по яркости хромосферной эмиссионной линией в спектре Солнца и важнейшей по степени воздействия на ионосферу Земли. Изучение вариаций по-

токов в линиях гелия и их взаимосвязь с текущим уровнем активности Солнца, определяемым по потоку в радиодиапазоне на волне 10.7 см ($F_{10.7}$), является актуальным для прогноза состояния атмосферы Земли.

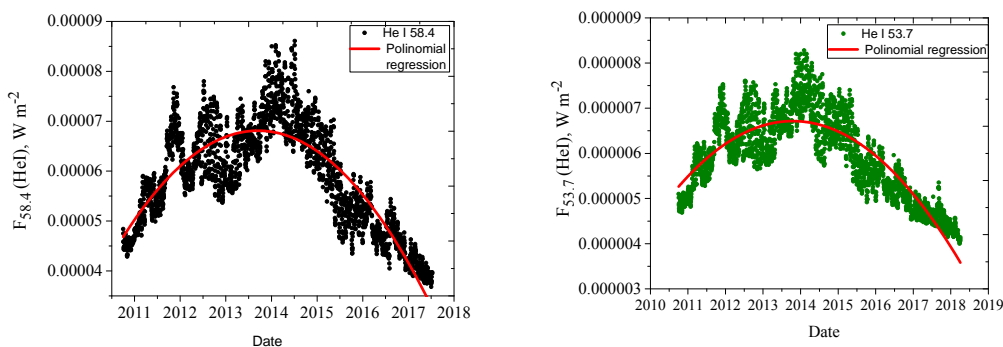


Рис. 1. Вариации ежедневных значений потоков в линиях нейтрального гелия $F_{58.4}$ (слева) и $F_{53.7}$ (справа) в 24-м цикле. Показаны линии квадратичной регрессии.

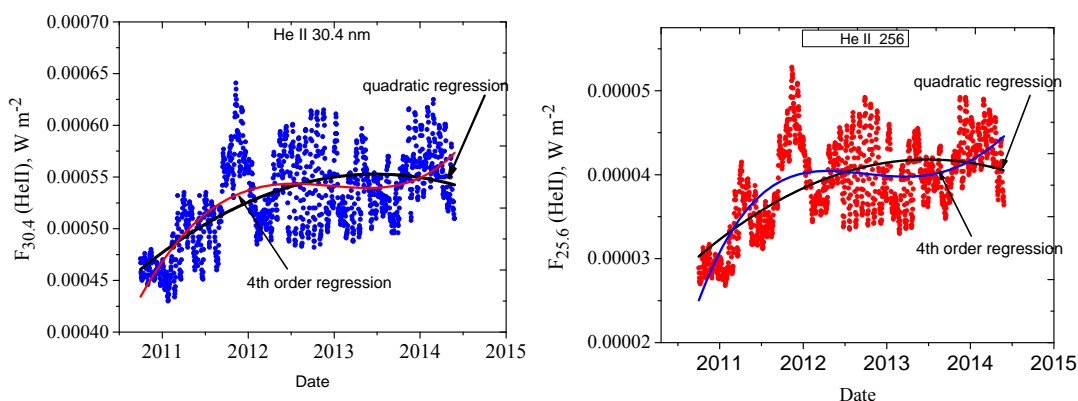


Рис. 2. Вариации ежедневных значений потока $F_{30.4}$ (слева) и потока $F_{25.6}$ (справа) в 24-м цикле. Указаны линии квадратичной и регрессии 4-го порядка.

Из ежедневных данных SDO/EVE [2] нами получены регрессионные зависимости потоков в четырех линиях гелия от текущего значения индекса $F_{10.7}$. Это позволяет с высокой точностью восстановить потоки в линиях гелия для разных уровней активности Солнца. Величины потоков в линиях HeI (58.4, 53.7 нм) и HeII (30.4, 25.6 нм) являются входными параметрами для многих ионосферных моделей.

Таблица 1.

$F_{\text{Line}} \leftrightarrow F_{10.7}$	A	B1	B2
$F_{58.4} \leftrightarrow F_{10.7}$	$-9.11\text{E-}6 \pm 1.1\text{E-}6$	$8.6\text{E-}7 \pm 2.3\text{E-}8$	$-2.2\text{E-}9 \pm 9.1\text{E-}11$
$F_{53.7} \leftrightarrow F_{10.7}$	$3.2\text{E-}7 \pm 1.1\text{E-}8$	$7.6\text{E-}8 \pm 2.0\text{E-}9$	$-2.1\text{E-}10 \pm 8.2\text{E-}12$
$F_{30.4} \leftrightarrow F_{10.7}$	$1.9\text{E-}4 \pm 1.3\text{E-}5$	$4.2\text{E-}6 \pm 2.0\text{E-}7$	$-1.2\text{E-}8 \pm 7.8\text{E-}10$
$F_{25.6} \leftrightarrow F_{10.7}$	$9.9\text{E-}6 \pm 2.3\text{E-}7$	$6.6\text{E-}7 \pm 2.8\text{E-}8$	$-2.0\text{E-}9 \pm 1.1\text{E-}10$

Коэффициенты квадратичной регрессии приведены в таблице 1 для зависимостей потоков в четырех линиях гелия серии Лаймана от индекса $F_{10.7}$ в 24-м цикле. Коэффициенты квадратичной регрессии A , $B1$, $B2$ соответствуют следующему уравнению: $F_{\text{Line}} = A + B1 \cdot F_{10.7} + B2 \cdot F_{10.7}^2$

Исследование декрементов УФ-линий водорода и гелия важно для диагностики излучающей среды, т.к. населенность энергетических уровней зависит от свойств излучающего водородно-гелиевого газа в частотах спектральных линий и его электронной концентрации.

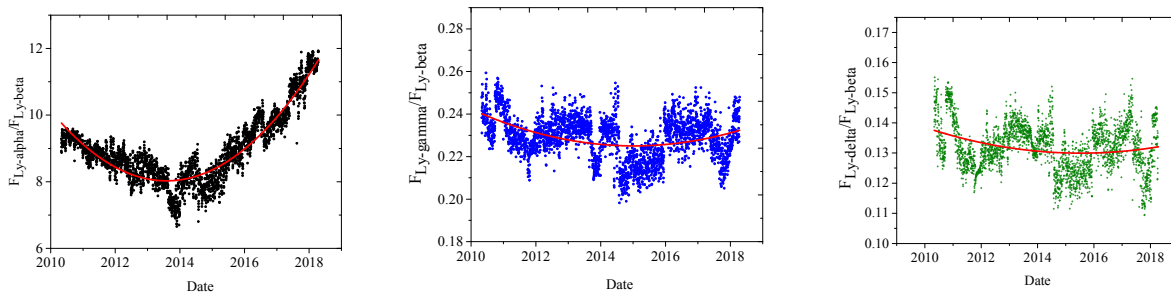


Рис. 3. Вариации ежедневных значений декрементов $D1 = F(L_\alpha)/F(L_\beta)$, $D2 = F(L_\gamma)/F(L_\beta)$ и $D3 = F(L_\delta)/F(L_\beta)$ в 24-м цикле.

Декремент $D1 = F(L_\alpha)/F(L_\beta)$ изменяется в 24-м цикле активности примерно на 25% от максимума в начале цикла до минимума в 2014 г., $D2 = F(L_\gamma)/F(L_\beta)$ – на 10% и $D3 = F(L_\delta)/F(L_\beta)$ – на 5%, (рис. 3).

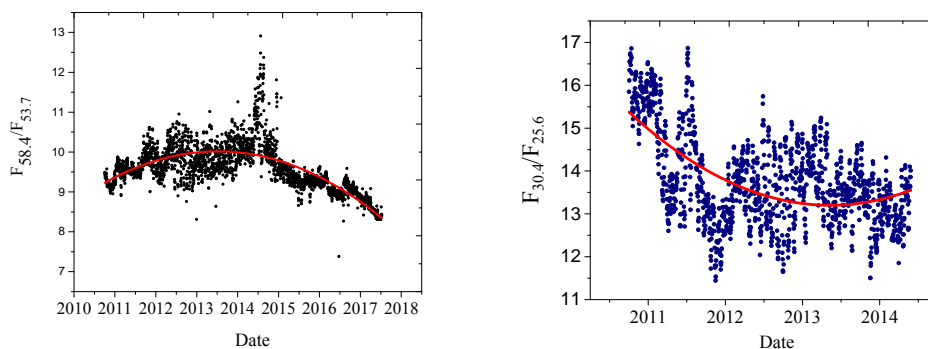


Рис. 4. Вариации ежедневных значений декрементов линий гелия $D1\text{HeI} = F_{58.4}/F_{53.7}$ (слева) и $D1\text{HeII} = F_{30.4}/F_{25.6}$ (справа) в 24-м цикле.

Видно, что декремент $D1\text{HeI}$ изменяется в течение 24-го цикла активности Солнца примерно на 10% от своего минимального значения до максимального в 2014 г., декремент $D1\text{HeII}$ изменяется в цикле примерно на 15%, (рис. 4).

Данные SDO/EVE с временным разрешением в 1 мин дают возможность изучить поведение водородных декрементов во вспышках [2]. Декремент $D1$ (рис. 5) имеет резкий минимум, совпадающий по времени с моментом максимума вспышки. Декременты $D2$ и $D3$ имеют резкие максимумы, также совпадающие с моментом максимума вспышки. По про-

должительности вариации декрементов во вспышке соответствуют времени длительности вспышки.

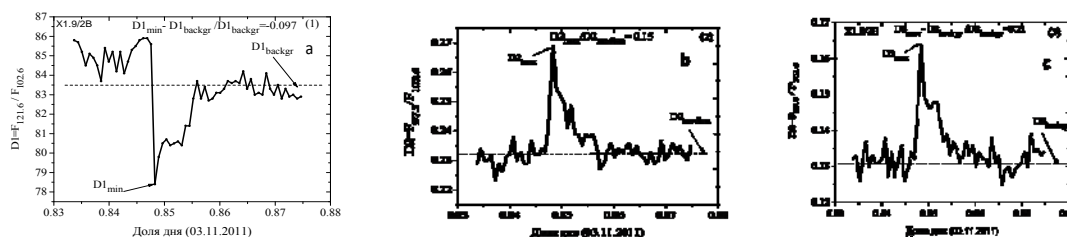


Рис. 5. Вариации ежедневных значений декрементов (а) – $D1 = F(L_\alpha)/F(L_\beta)$, (б) – $D2 = F(L_\gamma)/F(L_\beta)$ и (с) – $D3 = F(L_\delta)/F(L_\beta)$ во вспышке X1.9/2B от 03.11.2011 г.

Отношение потоков в эмиссионных линиях зависят от соответствующих коэффициентов излучения ϵ_{ik} [4]. Эти коэффициенты при переходе $i - k$ описываются формулой

$$\epsilon_{ik} = N_k A_{ki} h \nu_{ik} \beta_{ik} / 4\pi ,$$

где N_k – населенность верхнего уровня, A_{ki} – вероятность спонтанного перехода, h – постоянная Планка, ν_{ik} – частота перехода, β_{ik} – вероятность выхода кванта из среды. Таким образом, вариации декрементов связаны с относительными изменениями населенностей соответствующих уровней в эмиссионных линиях.

Выводы

1. Потоки в спектральных линиях He I и He II относительно по-разному изменяются с изменением солнечной активности.
2. Полученные регрессионные зависимости изучаемых потоков от индекса $F_{10.7}$ позволяют с высокой точностью восстановить их для разных уровней солнечной активности.
3. Обнаружено заметное уменьшение декрементов в линиях водорода и гелия в середине 24-го цикла – максимуме активности.
4. Временные профили декрементов во вспышках примерно повторяют временные профили потоков вспышечного излучения, по окончании вспышки декременты возвращаются к своим довыспышечным фоновым значениям.

Литература

1. Woods T.N. et al. // Solar Phys., 2012, **275**, 115.
2. SDO - http://lasp.colorado.edu/eve/data_access/service/plot_averages/index.html
3. Kleorin Y. et al. // MNRAS, 2016, **460**, 3960.
4. Катыева Н.А., Ермолаева Т.А., Гринин В.П. // Астрофизика, 2017, **60**, 4, 579.

24-Й ЦИКЛ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ: ГЕОЭФФЕКТИВНОСТЬ ВСПЫШЕК

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.

*МГУ им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт
им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

24th CYCLE OF SOLAR ACTIVITY: GEO-EFFICIENCY OF FLARES

Bruevich E.A., Yakunina G.V.

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

The analysis of large flares (x-ray class $\geq M5$) according to GOES-15 data in the 24th solar activity cycle has made. Three main ionospheric indices – A_p , K_p , D_{st} and $F_{10.7}$ (the main index of solar activity) are considered. The analysis of data obtained at the GOES, SOHO and SDO orbital stations in the period 2010–2017 is carried out.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-59-62

Анализируется геомагнитная активность крупных солнечных вспышек в 24-м цикле. Анализ вспышек рентгеновского класса $\geq M5$ проведен по данным GOES-15 (2010–2017) [1]. Используются Каталог МЦД [2], Каталог SOHO LASCO CME [3]. Проведен анализ данных, полученных на орбитальных станциях GOES, SOHO и SDO в период 2010–2017 гг.

В работе мы рассмотрели три основных ионосферных индекса – A_p , K_p , D_{st} , а также индекс $F_{10.7}$ (основной индекс солнечной активности).

Наиболее точным индикатором магнитной бури на Земле является D_{st} -индекс, который характеризует возмущенное поле вблизи экватора на земной поверхности. Большинство возмущенных D_{st} -индексов отрицательны по величине и вызваны кольцевым током в магнитосфере Земли.

24-й цикл отличается значительным уменьшением не только величины магнитного поля в пятнах и в корональных дырах. Этот цикл характеризуется сложной картиной переполюсовки общего магнитного поля Солнца в южном и северном полушариях, не совпадающей по времени, уменьшением всех средних параметров солнечного ветра. Связь солнечной и геомагнитной активности не является простой. Примером может служить активная область (АО) 12192, проходившая по диску Солнца в октябре 2014 г., (самая большая группа солнечных пятен за последние 24 года), в которой произошло 42 вспышки класса $\geq M1$, из них 6 вспышек класса $\geq X1$. И не было ни одного коронального выброса массы (КВМ) типа гало. Наблюдались незначительные вариации магнитного поля Земли, но больших магнитных возмущений не было.

24-й цикл характеризуется также слабой вспышечной активностью. Было всего 133 вспышки класса $\geq M5$. Из них 49 вспышек класса $\geq X1$. Всего произошло 42 геомагнитные бури – $65 \leq Dst \leq -100$ нТ, из них 22 с индексом $Dst \leq -100$ нТ, [4]. На рис. 1 видны характерные особенности 24-го цикла – низкие значения SSN в максимуме вспышек и малое число геоэффективных событий.

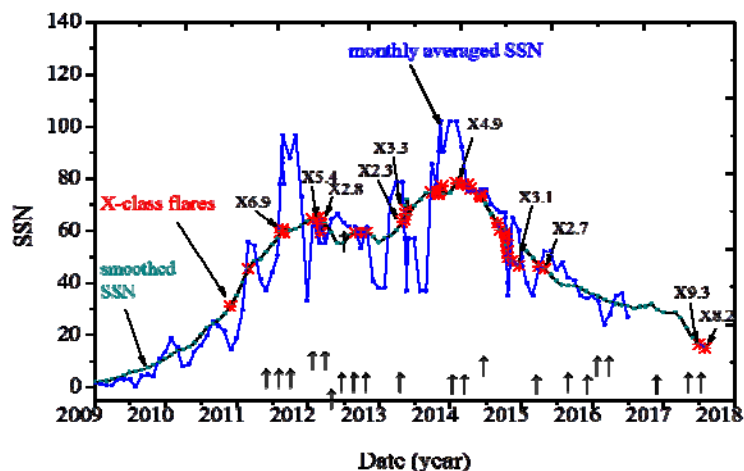


Рис. 1. Вариации среднемесячных значений SSN в 24-м цикле сопоставлены по времени с крупнейшими вспышками классов X и с 22 крупнейшими магнитными бурями с индексом $Dst \leq -100$ нТ (стрелочки).

На рис. 2 приведены, построенные нами, изменения геомагнитных индексов с 2011 по 2018 гг. Видно, что планетарные индексы K_p и A_p , также как и индекс $F_{10.7}$, меняются в 24 цикле.

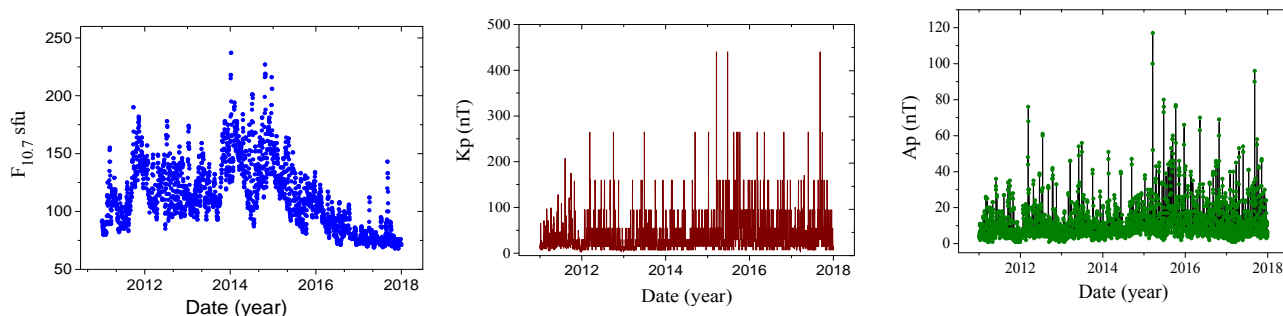


Рис. 2. Вариации ежедневных значений $F_{10.7}$, A_p и K_p в 24-м цикле.

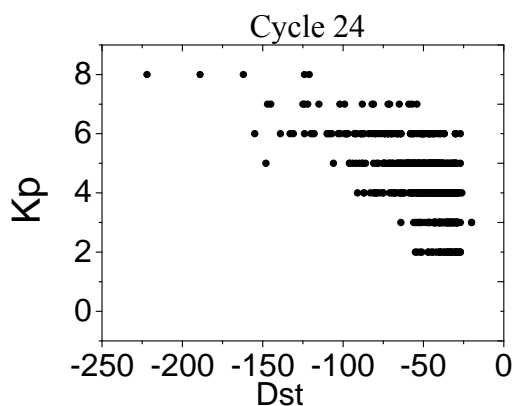


Рис. 3. Соотношение экстремальных значений индексов K_p и Dst в 24-м цикле.

На рис. 3 представлено соотношение экстремальных значений индексов K_p и D_{st} для магнитных бурь с $-250 \leq D_{st} \leq -30$ нТ с 2010 по 2017 гг. Видно малое число магнитных бурь как умеренных ($K_p = 5$) так и больших ($K_p \geq 7$) в 24-м цикле. Хочется отметить, что при одном и том же значении K_p наблюдается большой разброс значений D_{st} -индекса.

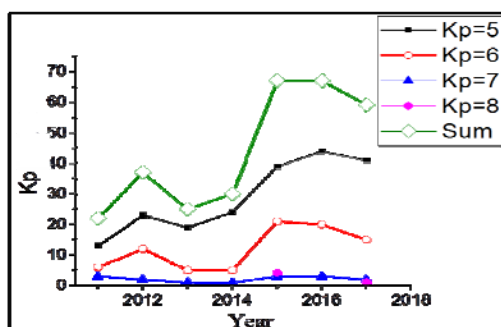


Таблица 1.

Год	$K_p=5$	$K_p=6$	$K_p=7$	$K_p=8$	Всего
2011	13	6	3		22
2012	23	12	2		37
2013	19	5	1		25
2014	24	5	1		30
2015	39	21	3	4	67
2016	44	20	3		67
2017	41	15	2	1	59

Рис. 4. Распределение числа ежегодных значений K_p в 24-м цикле. Значения магнитных бурь ($K_p \geq 5$) по годам приведено в таблице 1.

Мы также проанализировали, как менялось число умеренных и сильных магнитных бурь в 24-м цикле. Из рис. 4 видно, что после 2014 г. резко возрастает общее число геомагнитных бурь. Возможно, это связано с изменениями общего магнитного поля Солнца.

На рис.5 представлена последняя большая геомагнитная буря в 24-м цикле (26 августа 2018 г.), третья по величине ($D_{st} < -174$ нТ) в цикле. Эта буря была вызвана выбросом волокна и не связана со вспышкой.

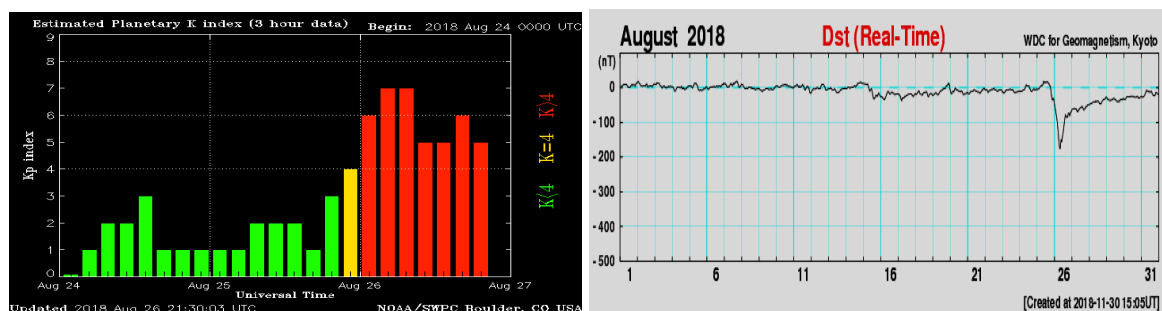


Рис. 5. Геомагнитная буря ($D_{st} < -174$ нТ) от 26 августа 2018 года по данным GOES-15 и обсерватории Киото [1, 4]: индекс $F_{10.7} = 72$ sfu; усредненный планетарный A_p -индекс = 80; усредненный планетарный K_p -индекс = 7 (265 нТ).

Таблица 2.

Дата	D_{st} (нТ)	Дата	D_{st} (нТ)	Дата	D_{st} (нТ)
25.10.2011	-147	1.10.2012	-122	23.06.2015	-204
9.03.2012	-145	17.03.2013	-132	20.12.2015	-155
21.04.2012	-120	1.06.2013	-124	21.12.2015	-148
15.07.2012	-139	17.03.2015	-222	28.05.2017	-125
16.07.2012	-133	18.03.2015	-189	26.08.2018	-174

В таблице 2 приведены данные о 15 сильных магнитных бурях в 24-м цикле. Две самые сильные магнитные бури произошли 17 марта и 23 июня 2015 г. Источниками этих бурь ($K_p = 8$) были небольшие вспышки и связанные с ними корональные выбросы массы (КВМ) типа гало.

Только те солнечные вспышки, которые связаны с крупными КВМ типа гало, могут рассматриваться как солнечные источники магнитных бурь.

Выводы

1. 24-й цикл характеризуется низкой геомагнитной активностью, связанной с крупными солнечными событиями (вспышками и КВМ):

– число крупных вспышек было примерно в 2 раза меньше, чем в циклах 22-м и 23-м. Самые сильные вспышки наблюдались в сентябре 2017 (X9.4 и X8.3), а в 23-м цикле были вспышки баллов X13 – X17.

– число геоэффективных событий в 24-м цикле было примерно в вдвое меньше, чем в 23-м цикле. В частности, количество событий, сопровождающихся GLE, было 9 в 24-м цикле против 16 в 23-м цикле.

2. Для оценки геоэффективности события на Солнце необходимо учитывать вклад в событие, как от вспышек, так и от КВМ.

3. Прогнозировать геоэффективность вспышек и связанных с ними КВМ возможно только при учете ряда важнейших начальных параметров:

- положение АО на Солнце;
- максимальная амплитуда вспышки и ее полная энергия в SXR;
- скорость коронального выброса;
- сопровождают ли событие значительные потоки протонов, величина которых превышает некое пороговое значение;
- направление B_z –компоненты магнитного поля;
- плотность возмущенного в результате исследуемого события потока солнечного ветра (данные ACE) и проч.

4. Основной вклад в геоэффективные события (магнитные бури) вносят сопутствующие вспышкам корональные выбросы масс (КВМ).

Литература

1. GOES-15: http://www.n3kl.org/sun/noaa_archive/
2. http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar_Flare_Events/Fl_XXIV.pdf
3. SOHO LASCO CME https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/
4. http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/index.html
5. Sun X. et al.// ApJL, 2015, 804:L28.

ПРОГНОЗ СИЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ПО СОВОКУПНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И ВЫБРОСОВ КОРОНАЛЬНОЙ МАССЫ

Буров В.А.¹, Бруевич Е.А.², Очелков Ю.П.¹

¹*ИИГ Росгидромета им. Е.К. Федорова, Москва, Россия*

²*МГУ им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт
им. П.К. Штернберга, Москва, Россия*

FORECAST OF STRONG PERTURBATIONS OF THE EARTH'S MAGNETIC FIELD FROM THE COMBINED CHARACTERISTICS OF SOLAR FLARES AND CORONAL MASS EMISSIONS

Burov V.A.¹, Bruevich E.A.², Ochelkov Yu.P.¹

¹*Fedorov Institute of Applied Geophysics, Moscow, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Sternberg State Astronomical Institute,
Moscow, Russia*

In the practical work of the analytical center of the Institute of Applied Geophysics (IAG), it is desirable to have IAG's own simple computerized system for assessing the probability of the occurrence of large (with $Kp \geq 7$) magnetic storms and the time of their onset. The proposed work is devoted to the development of just such a technique. It is assumed here that the explosive processes occurring on the Sun are common to CMEs and flares. The close relationship between the characteristics of flares and CMEs makes it possible to predict the perturbed state of the Earth's magnetosphere by analyzing the totality of observational data on flares and CMEs, considering them to be related phenomena. There is this approach to the construction of the prognostic scheme that was applied in our work.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-63-66

Интенсивность магнитной бури (индексы Dst и K_p) и время ее прогнозируемого максимума зависят от следующих факторов: параметров корональных выбросов массы (КВМ); расположения активной области (АО) на Солнце, класса рентгеновской вспышки; X-флюенса (интегрального потока от начала до $1/2$ максимума) вспышки; наличия сильных протонных событий, связанных со вспышками (максимум потока протонов регистрируется через несколько часов после максимума вспышки).

Из рис. 1 видно, что от момента начала вспышки, который регистрируется со спутника GOES-15 в режиме реального времени до наступления значительного геомагнитного возмущения, проходит в среднем (согласно событиям 23-го цикла) от 10 до 20 часов.

Из рис. 2 следует, что, если событие попадает в полосу $V_{\text{КВМ}} \geq 1000$ км/сек и $|Dst| \geq 100$, то вероятность, что $Kp \geq 7$ равна $25/30 = 0.83$, вероятность ложного события – $5/30 = 0.17$.

Таким образом, критической величиной $V_{\text{КВМ}}$ для прогноза крупных магнитных бурь, является величина $V_{\text{КВМ}} = 1000$ км/сек.

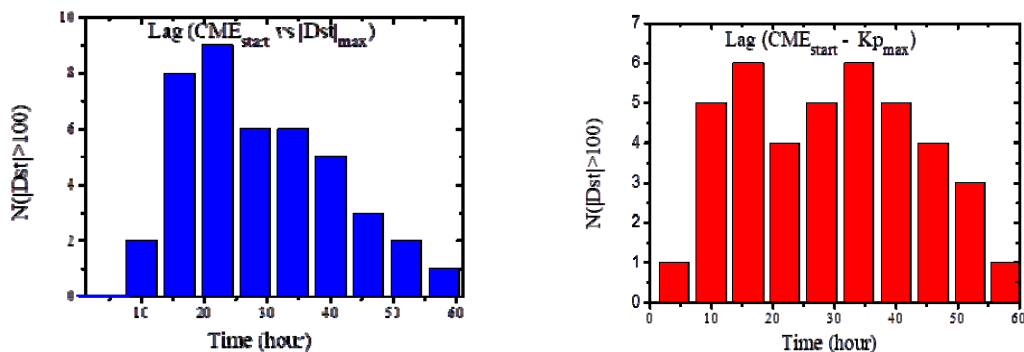


Рис. 1. Оценка временной задержки между началом события на Солнце и моментом начала сильного возмущения магнитного поля Земли. Слева: Временная задержка от начала вспышки до события $|Dst| \geq 100$. Справа: Временная задержка от начала вспышки до события с $Kp \geq 7$.

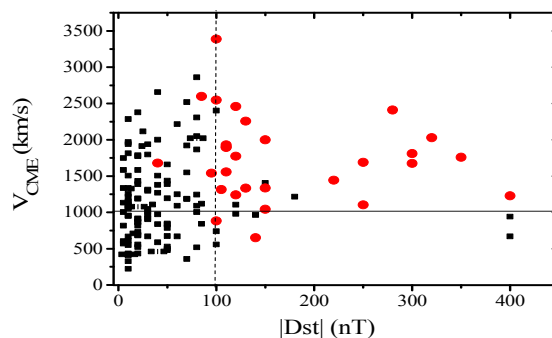


Рис. 2. Взаимосвязь между $|Dst|$ и $V_{\text{КВМ}}$ за 23-й цикл с учетом зависимости от величины Kp -индекса. Красные заполненные кружки соответствуют событиям с $Kp \geq 7$.

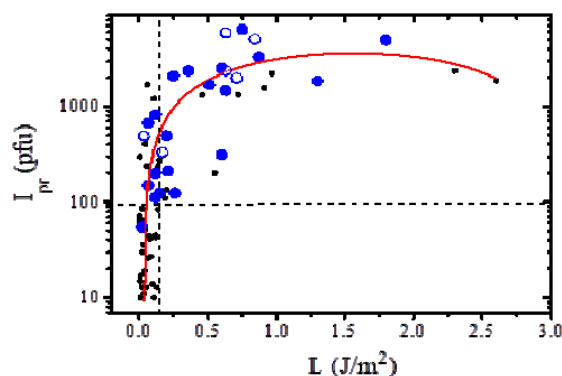


Рис. 3. Взаимосвязь между потоком протонов $I_p (\geq \text{МэВ})$ в максимуме и X -флюенсом L в 23-м цикле.

На рис. 3 – крупные полые кружки соответствуют $|Dst| \geq 100$, крупные заполненные кружки - $|Dst| \geq 120$. Протонные события учитываются при превышении I_p величины 5 pfu. Видно, что, если событие попадает в полосу $I_p \geq 100$ (для частиц с энергией ≥ 10 MeV) и $L \geq 0.15$, то вероятность

того, что $|Dst| \geq 100$ будет $19/28 = 0.68$, вероятность ложного события $9/28 = 0.32$, поэтому, критической величиной для прогноза крупных магнитных бурь ($|Dst| \geq 100$), является величина $I_{pr} (\geq 10 \text{ MeV})$, равная 100 pfu.

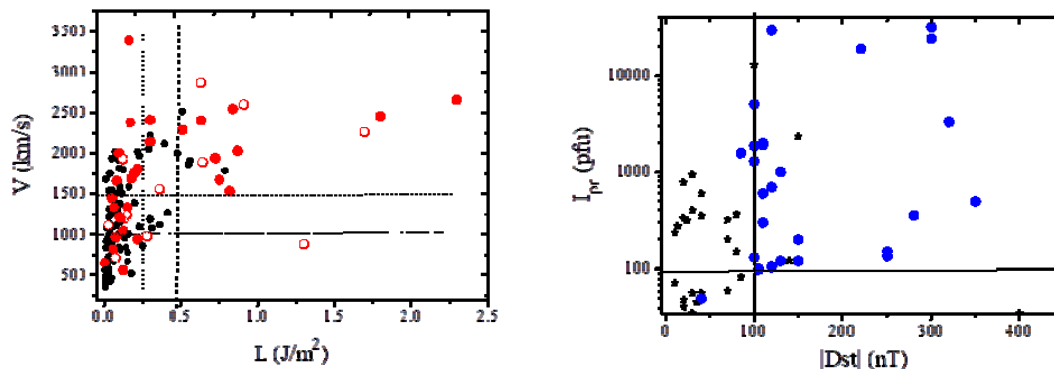


Рис. 4. Слева: Взаимосвязь между скоростью $V_{КВМ}$ и X-флюенсом L (J/m^2) за 23-й цикл с учетом зависимости от величины Dst-индекса. Крупные полые кружки – $|Dst| \geq 100$, крупные красные заполненные кружки – $|Dst| \geq 120$. Справа: Взаимосвязь между $|Dst|$ и $I_{pr} (\geq 10 \text{ MeV})$ за 23-й цикл с учетом зависимости от величины Кр-индекса. Синие заполненные кружки соответствуют событиям с $K_p \geq 7$.

Из рис. 4 следует, что, если событие попадает в полосу $V_{КВМ} \geq 1000$ км/сек и $L \geq 0.25$, то вероятность, что $|Dst| \geq 100$ будет $17/28 = 0.61$, вероятность ложного события $11/28 = 0.39$. Если событие попадает в полосу $|Dst| \geq 100$ и $I_{pr} \geq 100$ pfu, то вероятность, что $K_p \geq 7$ равна $25/29 = 0.86$, вероятность ложного события – $4/29 = 0.14$. Таким образом, критической величиной для прогноза крупных магнитных бурь, является величина $I_{pr} \geq 100$ pfu. Вышеизложенные результаты обобщены в рис. 5.

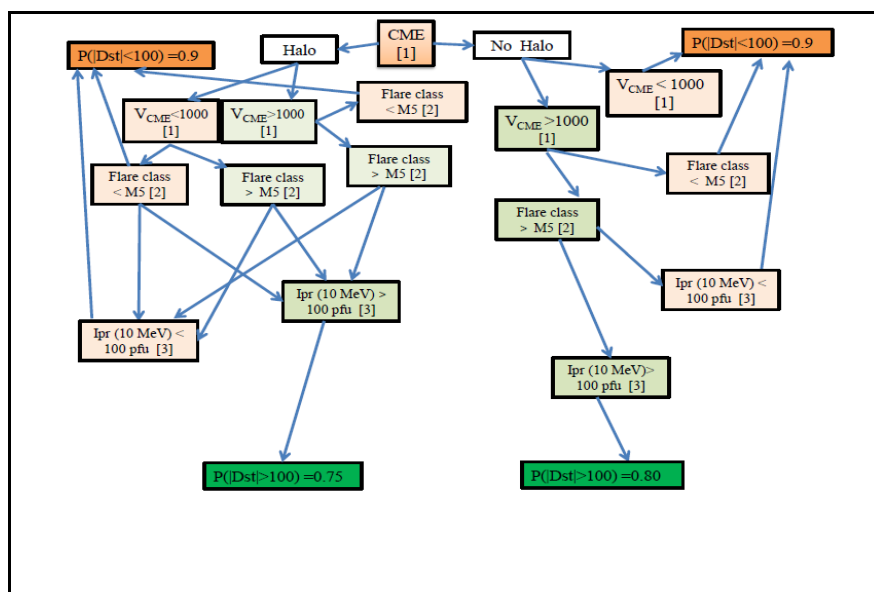


Рис. 5. Блок-схема прогноза события $|Dst| \geq 100$ по наблюдениям КВМ и вспышек.

Вероятности события $|\text{Dst}| \geq 100$ – для всех KBM типа «HALO» type 23-го цикла (140 событий) и стольких же событий KBM типа «NO HALO» type 23-го цикла. Учитываются вспышки класса $\geq M1$.

Таблица 1.

CME of HALO type	CME of NO HALO type
$W(1,1, 1,1) = 0.7$	$W(0,1, 1,1) = 0.65$
$W(1,1, 1,0) = 0.1$	$W(0,1, 1,0) = 0.1$
$W(1,1, 0,1) = 0.65$	$W(0,1, 0,1) = 0.6$
$W(1,1, 0,0) = 0.03$	$W(0,1, 0,0) = 0.05$
$W(1,0, 1,1) = 0.6$	$W(0,0, 1,1) = 0.6$
$W(1,0, 1,0) = 0.1$	$W(0,0, 1,0) = 0.025$
$W(1,0, 0,1) = 0.55$	$W(0,0, 0,1) = 0.55$
$W(1,0, 0,0) = 0.05$	$W(0,0, 0,0) = 0.025$

При переходе от вероятностного прогноза к детерминированному ниже все прогностические вероятности меньше заданной заменяются на 0%, а больше заданной заменяются на 100%. В нашем случае заданная вероятность (решающее правило) равна 50%, см. таблицу 2.

Таблица 2.

Наблюдения / Прогноз	Событие было ($ \text{Dst} \geq 100$)	События не было ($ \text{Dst} < 100$)
Прогноз положительный	$N_{11} = 36$	$N_{12} = 7$
Прогноз отрицательный	$N_{21} = 12$	$N_{22} = 695$

В таблице 2 рассмотрены 140 событий с KBM of HALO TYPE и 610 событий с KBM of NO HALO type 23-го цикла. Учитываются все вспышки класса $\geq M1$ 23-го цикла, где N_{11} = Прогноз положительный и событие было, N_{12} = Прогноз положительный, но события не было, N_{21} = прогноз отрицательный, но событие было, N_{22} = прогноз отрицательный, и события не было.

POD (a probability of detecting) = $\text{POD} = N_{11} / (N_{11} + N_{21}) = 29/36 = 0.75$

FAR (a false alarm ratio) = $N_{12} / (N_{11} + N_{12}) = 7/36 = 0.165$.

Литература

1. <http://sidc.oma.be/CACTus/> (выбор KBM с HALO, KBM с NO HALO, оценка величины V_{KBM}).
2. <https://sohowww.nascom.nasa.gov/data/realtime/c2/512/> (оценка $F^{\text{max}}_{\text{SXR}}$).
3. <http://space-weather.ru/index.php?page=Proton-flux-24-hours-ru> (оценка $I_{\text{pr}} \geq 10 \text{ MeV}$ ($\geq 100 \text{ pfu}$, $< 100 \text{ pfu}$) – данные GOES-15).

ПРОГНОЗ ИНТЕНСИВНОСТИ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ С ЭНЕРГИЯМИ ПРОТОНОВ 10–100 МЭВ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ ВСПЫШЕК

Буров В.А., Очелков Ю.П.

Институт прикладной геофизики имени академика Е.К. Федорова, Москва, Россия

PREDICTION OF THE INTENSITY OF SOLAR PROTON EVENTS WITH PROTON ENERGIES OF 10–100 MEV BY X-RAY EMISSION OF FLARES

Burov V.A., Ochelkov Yu.P.

Fedorov Institute of Applied Geophysics, Moscow, Russia

The possibility of prediction of solar proton fluxes by the characteristics of flares in the X-ray range is considered. The parameter of flare proton possibility P is introduced. It is shown that the use of the parameter P significantly improves the accuracy of this forecast.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-67-70

Разработка метода прогноза интенсивности солнечных протонных событий (СПС), особенно с энергиями протонов больше 100 МэВ ($J_p > 100$ МэВ), по излучению солнечных вспышек актуально в связи с необходимостью обеспечения радиационной безопасности трансполярных авиаперелетов. Эта достаточно сложная задача, так как многие факторы, определяющие интенсивность событий СПС остаются неизвестными.

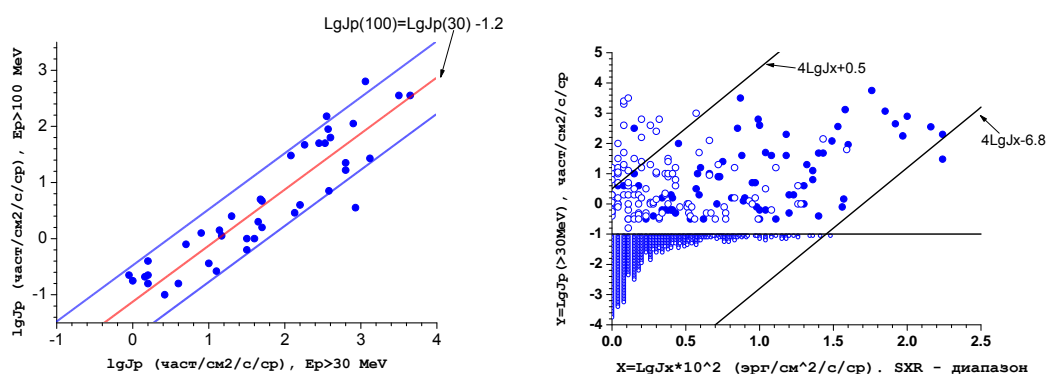


Рис. 1. Слева: Зависимость интенсивности СПС с $J_p > 100$ МэВ от интенсивности СПС с $J_p > 30$ МэВ (23 цикл, 0^0 – 90^0 W). Справа: Зависимость интенсивности СПС с энергией протонов с $J_p > 30$ МэВ от максимального потока рентгеновской вспышки J_x (0.1–0.8 нм). Используются данные GOES.

На рис. 1 слева представлена зависимость для прогноза протонов $J_p > 100$ МэВ по протонам $J_p > 30$ МэВ, из которой следует, что даже в таком простейшем случае, когда неизвестным остается только показатель спек-

тра, интенсивность протонов $J_p > 100$ МэВ может быть спрогнозирована (по зависимости, даваемой центральной прямой) с ошибкой в 4,5 раза. Методы прогноза по электромагнитному излучению дадут погрешность не менее порядка величины. На рис. 1 справа приведена зависимость интенсивности 30 МэВ-ных протонов J_p по данным 23 цикла с гелиокоординатами вспышек $0-90^\circ$ W от потока в максимуме J_x . События без СПС, обозначены маленькими кружками (при этом $LgJ_p \leq -1$ част./см²ср); события без СПС, произошедшие на фоне потоков от предыдущих событий, обозначены большими кружками. Наклонные линии $4LgJ_x + 0.5$ и $4LgJ_x - 6.8$ построены в соответствии с исследованием распределений по интенсивности рентгеновских вспышек и СПС. Они ограничивают все поле наблюдаемых значений.

Впервые определение зависимостей между интенсивностями событий связанных со вспышками по их распределениям было использовано в работе [1]. Нами были построены распределения рентгеновских вспышек по потоку в максимуме и событий СПС (см. рис. 2). Они носят степенной характер. Зависимость распределения по интенсивности протонных событий $f(J_p)$ от функции распределения рентгеновских вспышек по потоку в максимуме $f(J_x)$ определяется формулой:

$$f_p(J_p) = \int_0^{\infty} w(J_p/J_x) f(J_x) dJ_x, \quad \text{где } w(J_p/J_x) \text{ – условная вероятность:}$$

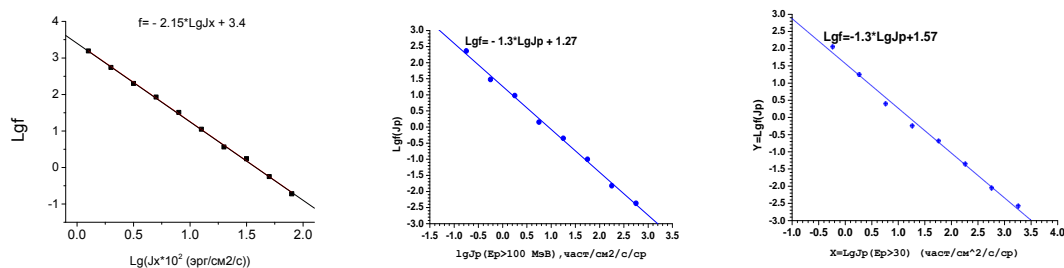


Рис. 2. Слева: Функция распределения $f(J_x)$ рентгеновских вспышек по потоку в максимуме (23 цикл, 0.1–0.8 нм). В центре: Функция распределения СПС по интенсивности в максимуме $f_p(J_p)$ для $E_p > 100$ МэВ (23 и 24 циклы, $0^\circ-90^\circ$ W). Справа: Функция распределения событий СПС по интенсивности в максимуме $f_p(J_p)$ для $E_p > 30$ МэВ (23 цикл, $0^\circ-90^\circ$ W).

Можно показать, что необходимым и достаточным условием, чтобы степенной функции, стоящей под знаком интеграла соответствовала также степенная функция в результате интегрирования, является следующая зависимость условной вероятности от аргументов:

$$w(J_p/J_x) = \sigma \left(\frac{J_p}{J_x} \right)^{\frac{1}{\gamma}}, \quad \text{где } \gamma = (\alpha - 1)/(\beta - 1), \quad \alpha \text{ – показатель степени } f(J_x), \quad \beta \text{ – показатель степени } f(J_p). \text{ В нашем случае } \alpha = 2.1-2.2 \quad \beta = 1.25-1.3 \text{ и } \gamma = 4 \text{ (см. рис. 2). Среднее по } J_p \text{ значение, при заданном } J_x, \text{ будет так-}$$

же зависеть от J_x по закону J_x^4 . Это функциональная зависимость, однако, использовать ее для прогноза не представляется возможным из-за очень большого разброса значений J_p в 7 порядков величины, определяемым наклонными линиями на рис. 1.

В [2] для прогноза факта наступления события СПС был использован временной параметр $T_{r,1}$ – средняя ширина логарифмического временного профиля рентгеновского излучения на фазе его роста для интервала плотности потока от $J_m/10$ до J_m :

$$T_{r,1} = \int_{t_1}^{t_m} \lg(10 * J(t) / J_m) dt = \int_0^1 (t_m - t) d \lg(J(t) * 10 / J_m) = \langle t_m - t \rangle$$

Здесь t_m – момент времени максимума вспышки, t_1 – момент времени, когда плотность потока на фазе роста равна $J_m/10$ (J_m – плотность потока в максимуме вспышки). Можно ввести также параметр $T_{r,x}$: среднюю ширину логарифмического временного профиля для интервала плотности потока от $J_m/10^x$ до J_m , ($x \leq 1$)

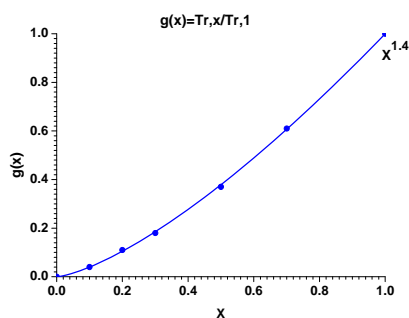


Рис. 3. Зависимость отношения $T_{r,x}/T_{r,1}$ от x .

В [3] было показано, что эти величины связаны соотношением $T_{r,x}/T_{r,1} = x^{1.4}$ (см. рис. 3). В случае если временной профиль не наблюдается для интервала плотности потока от $J_m/10$ до J_m (это встречается для небольших вспышек классов М1–М3), следует использовать параметр $T_{r,x}$. Можно показать, что интенсивность события СПС возрастает как с увеличением J_x , так и с увеличением $T_{r,1}$ (см. рис. 4, слева). Поэтому можно ввести параметр $P = 10 * (T_{r,1} / 60 + 0.35 * \text{Lg}(J_{x,m} * 10^3)) + 2$, где $T_{r,1}$ в минутах, $J_{x,m}$ в $\text{Ватт}/\text{м}^2$, который определяет «протонность» рентгеновских вспышек. На рис. 4, справа, построена функция распределения рентгеновских всплесков 23 цикла по параметру P . Это распределение степенное с показателем степени, примерно совпадающим с показателем степени функций распределения по интенсивности СПС.

Отсюда следует функциональная зависимость $\text{Lg}J_p = P + \text{const}$. На рис. 5 построены зависимости интенсивности СПС от P , из которых видно, что они позволяют существенно улучшить прогноз интенсивности СПС, по сравнению с зависимостью на рис. 1, справа.

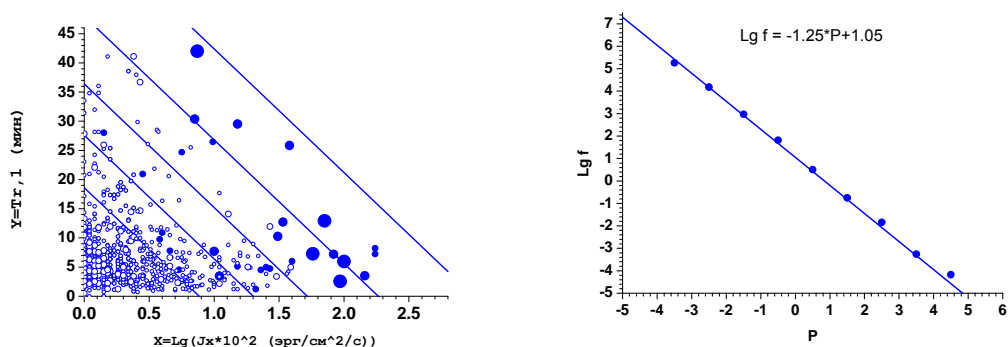


Рис. 4. Слева: Зависимость $T_{r,1}$ от J_m (23 цикл, 0^0-90^0W) с уровнем СПС (> 100 МэВ). Маленькие окружности – отсутствие СПС, большие окружности – отсутствие СПС из-за высокого фона от предыдущих событий, маленькие кружки – события с $Jp > 1$ част/см²ср, средние кружки – события с $Jp > 10$, большие кружки события с $Jp > 100$. Наклонные прямые линии соответствуют значениям $P = -1.9, -0.4, 1, 3$. Справа: Распределение рентгеновских вспышек по параметру P .

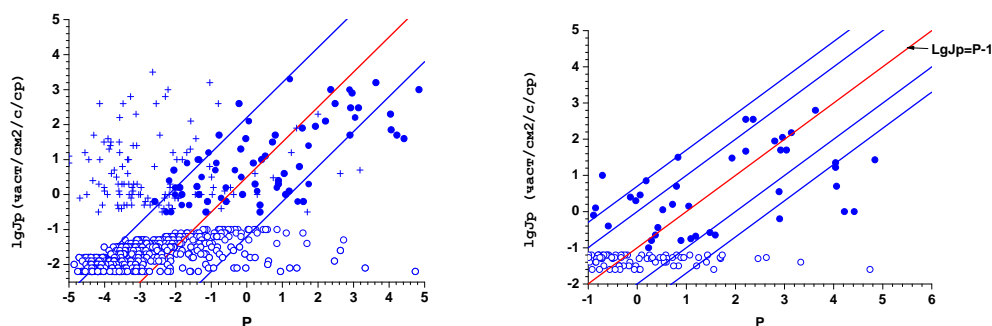


Рис. 5. Слева: Зависимость Jp от P для $E_p > 30$ МэВ (23 цикл, $0-90^0W$). Справа: Зависимость Jp от P для $E_p > 100$ МэВ (23 цикл, $0-90^0W$)

Выводы

1. Средняя величина интенсивности в максимуме СПС при фиксированном значении потока в максимуме рентгеновской вспышки J_x зависит от J_x по закону J_x^4 .
2. Интенсивность СПС максимуме зависит от P по закону: $Lg Jp \sim P$. Это соотношение может быть использовано для прогноза СПС, что позволяет существенно улучшить прогноз интенсивности СПС.

Литература

1. Беловский М.Н., Очелков Ю.П. Особенности генерации электромагнитного и корпускулярного излучения солнечных вспышек // Астрон.ж., 1980, **57**, с. 151.
2. Буров В.А., Очелков Ю.П. Научастиг появления геоэффективных потоков протонов в околоземном космическом пространстве // Федеральная служба по интеллектуальной собственности. 2013, Бюл. № **17**, 20.06.
3. Очелков Ю.П. Скейлинг временного развития всплесков мягкого рентгеновского излучения Солнца на фазе роста // Гелиогеофизические исследования, 2016, **15**, с. 1–31.

**ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ АНАЛИЗ
АВАРИЙНЫХ СИТУАЦИЙ В УГОЛЬНЫХ ШАХТАХ.
КОСМОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ.**

I. АВАРИЯ НА ШАХТЕ КРАСНОЛИМАНСКАЯ В 2015 Г.

Василенко Т.А.¹, Довбнич М.М.², Кириллов А.К.³, Мендрий Я.В.²

¹Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия

²НТУ «Днепровская политехника», Днепр, Украина

³Институт физики горных процессов НАН Украины, Днепр, Украина

**SPATIO-TEMPORAL ANALYSIS OF EMERGENCY EVENTS IN
COAL MINES. COSMOPHYSICAL ASPECTS.**

I. THE FAILURE AT THE KRASNOLIMANSKAYA MINE IN 2015 Y.

Vasilenko T.A.¹, Dovbnich M.M.², Kirillov A.K.³, Mendrii I.V.²

¹St. Petersburg's Mining University, St. Petersburg, Russia

²National Technical University "Dnipro Polytechnic", Dnipro, Ukraine

³Institute for Physics of Mining Processes, NAS of Ukraine, Dnipro, Ukraine

The problems of initiation of accident situations in the course of coal mining are considered by the example of the Krasnolimanskaya mine (Ukraine). A method for calculation of the attributes of the wave field obtained during 3D seismic exploration (coherence and curvature) is proposed. The method allows identification of the zones of low-amplitude tectonic disturbances where the accidents have occurred.

The spatial localization of gas-dynamic phenomena associated with sudden gas emissions is determined by the disturbance of the coal-bearing massif. Based on a detailed analysis of the space weather, the conclusion is made that according to the results of the studies of the events in the Krasnolimanskaya mine, the temporary localization of accidents is caused by active processes in the solar atmosphere, near-Earth space and ionosphere. These events can be recorded by space means in the X-ray and UV spectral ranges (GOES, MDO) and ground-based methods (neutron monitors, ionosondes, GPS - systems).

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-71-74

Авария произошла в выработанном пространстве первой западной лавы на вентиляционном ходке засбросовой части угольного пласта l_3 . В момент аварии 26.10.2015 г. в 11:50 UT разрушена глухая перемычка и начался пожар. Была начата ликвидация аварии. Однако 27.10 в 15:55 UT произошел взрыв метана, в результате которого были травмированы трое горноспасателей, один из которых смертельно. Согласно отчету госкомиссии и [1], причиной аварии и группового несчастного случая явилась активизация тектонических процессов в зонах малоамплитудных геологических нарушений, вызвавшая непрогнозируемое внезапное интенсивное импульсное выделение метана и взрывы метановоздушной смеси. Источник воспламенения метана – трение песчаника о песчаник в зонах геологических нарушений во время активизации тектонических процессов, которое инициировало обрушение пород.

Пространственная локализация событий

Расположение аварийного участка в поле пласта l_3 (рис. 1) не случайно, поскольку оно связано с нарушенностью пласта. Одним из методов прогноза мелкоамплитудных нарушений угольных пластов, показавшим большую эффективность, является прогноз скоплений свободного метана в коллекторах разрабатываемых угольных месторождений геофизическими методами. Получила широкое применение «Методика исследований зон трещиноватости по сейсмическим атрибутам: когерентности и кривизны волнового поля» (усовершенствована Я. Мендрий) [2]. Особенностью предлагаемой 3-D методики является ее высокая чувствительность при регистрации мелкоамплитудных нарушений сейсмоакустическими методами. С помощью атрибута кривизны удастся вычислить значения максимальных сдвиговых (скалывающих) напряжений и локализовать зоны наиболее опасные по внезапным выбросам метана. Применение данной методики на полях ш. Краснолиманской при анализе причин аварий, приведших к гибели шахтеров в 2007, 2008 и 2015 гг., показало эффективность данной методики. Локализация аварии 26-27.10.2015 г. (рис. 1) соответствует зоне максимальных когерентностей и кривизны.

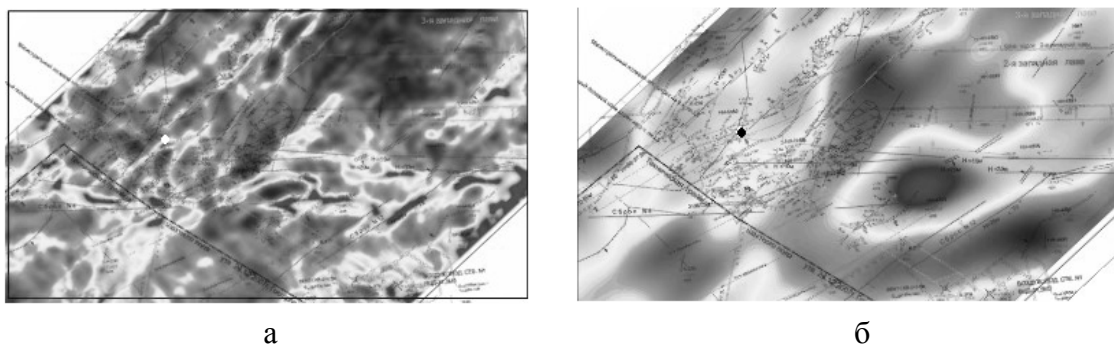


Рис. 1. Аварийный участок 26–27.10.2015 г. на совмещенных планах горных работ с: (а) атрибутом волнового поля когерентности и (б) интенсивностью скалывающих напряжений.

Временная локализация

Исследование временного аспекта основано на исследовании корреляции данной аварийной ситуации с космофизическими факторами за период 24-28.10.2015 г., которое проводилось по методике, предложенной ранее [3]. В первую очередь анализировались спектры мощности колебаний показаний нейтронного монитора (Oulu, Finland) с разрешением по времени 1 минута и расположенного практически на одном меридиане с Донбассом. Использовался сглаживающий фильтр с окном Хемминга. Одноминутные исходные данные разбивались на каждые сутки от 00:00 до 23:59 UT. В дальнейшем анализировались спектры мощности, вычисленные из этих рядов, а также сглаженные по пяти точкам. При оценке значимости квазипериодических компонент использовался критерий 3σ . Спектры мощности похожи на спектры, характерные для белого шума. Однако можно выделить некоторые закономерности их изменения.

Как следует из рассмотрения спектров мощности, происходило перераспределение основных компонент колебаний за период 24-28.10. 24 октября наблюдалась самая короткопериодическая компонента колебаний с периодом 24 мин. 26.10 также присутствовали только колебания с периодами меньше 13 мин. Однако уже 27-го, когда произошел взрыв метана, вновь появилась компонента с периодом 24.3 мин. 28.10 наблюдались гармоники с периодами 26 и 15 мин. Следует отметить, что до момента регистрации пожара в 12:25 UT на Солнце произошли слабые рентгеновская вспышка C2.1 в 10:21 UT с последующим выбросом корональной массы в 10:28 UT (рис. 2). Зарегистрированы радиовсплески типа III и VI. Более высокая активность наблюдалась на Солнце в день, когда произошел взрыв метана - 27.10.2015.

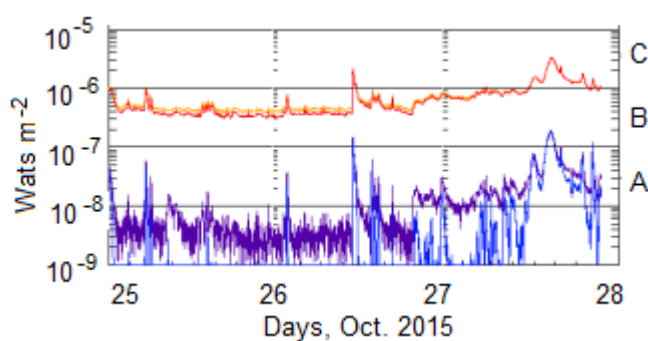


Рис. 2. Поток рентгеновского излучения Солнца по данным спутников GOES.

Взрыв метана на аварийном участке произошел через три минуты после окончания этой вспышки в 15:52 UT. Такие всплески рентгеновского излучения не могли не отразиться на состоянии земной ионосферы. Позже были зарегистрированы всплески радиоизлучения типа VI и III и развитие хромосферной вспышки балла 1F. На следующий день, 28.10, произошла смена полярности ММП типа +/-.

Ионосферные данные

Сравнение спектров колебаний показаний нейтронного монитора OULU и полного содержания электронов (TEC), измеряемого GPS-системами наблюдений искусственных спутников Земли [4], выявило соответствие основных периодов вариаций TEC и спектральных составляющих квазипериодов в показаниях нейтронного монитора. Наблюдается совпадение моментов начала вспышек в рентгене по данным ИСЗ GOES и существенных изменений TEC в ионосфере на трассе прохождения спутников над геофизической обсерваторией в Михнево (ИДГ РАН). 26.10.2015 ярко выражены квазипериодические колебания с периодами, наблюдаемыми в показаниях нейтронного монитора: 41, 22 мин и др. (рис. 3а). Колебания с периодом, близким к 15 мин., являются преобладающими по мощности в высокочастотной области спектра показаний нейтронного монитора. Смена режима вариаций TEC произошло утром 26.10.2015, что

Согласно Space Weather Prediction Center, начиная с 11:06 UT началась вспышка в рентгене балла C1.5, зафиксированная спутником GOES-15. Вторая, более мощная вспышка C3.2 достигла максимума развития в 14:29 UT. Следующая вспышка балла C2.3 достигла максимума в 15:48 UT и сопровождалась радиовсплеском класса III/2 (рис. 2).

следует из данных GPS приемника для спутника № 22. Максимальное значение в ТЕС (12:15) произошло накануне регистрации пожара в шахте (12:30 UT), которое совпало с радиовсплеском солнечного радиоизлучения типа III. На следующий день (27.10.2015) наблюдались квазипериодические колебания ТЕС с периодами, близкими к тем, что выявлены в спектре показаний нейтронного монитора. Наиболее мощные из них имели квазипериоды 85 и 24 мин. Отклик на рентгеновскую вспышку балла С3.2 в ионосфере выражен максимумом ТЕС в 14:40 UT (рис. 3б). В момент внезапного выброса метана в шахте произошел резкий скачок ТЕС, совпавший по времени с максимумом вспышки балла С2.3 и выбросом волокна в атмосфере Солнца (S14W69).

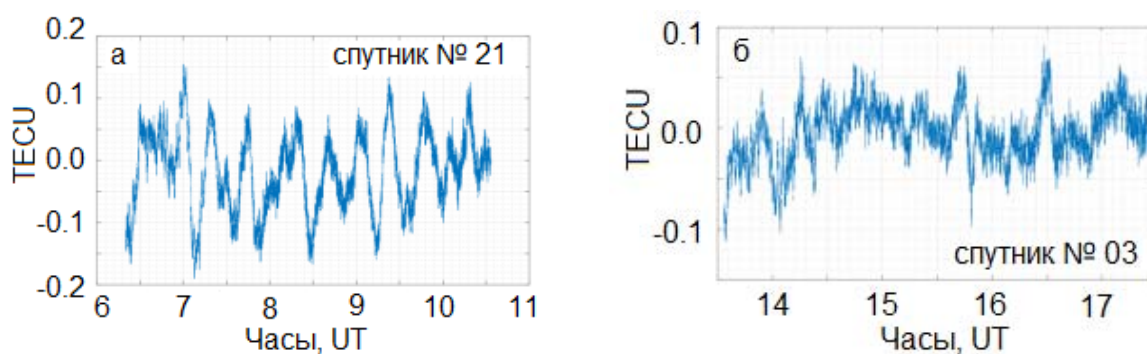


Рис. 3. Вариации ТЕС 26.10.2015 (а) и 27.10.2015 (б).

Анализ факторов “космической погоды” позволил сделать вывод о неслучайности локализации в пространстве и во времени аварийных событий. В рамках “триггерной модели” инициирования землетрясений [5], аварию вполне можно объяснить тектоническими процессами на полях ш. Краснолиманской, возникшими как следствие отклика литосферы на возмущения со стороны факторов “космической погоды”. Спектральные характеристики флуктуаций потока космических лучей являются индикатором набора квазипериодических процессов, пронизывающих все слои геосферы. Изменение спектральных характеристик является показателем активизации возмущений, происходящих в межпланетной среде, магнитосфере, ионосфере, приземной атмосфере и литосфере при воздействии внешних факторов космофизического происхождения.

Литература

1. *Мунеев С. П. и др.* // Уголь Украины, 2016, № 9-10, 14-22.
2. *Довбнич М.М., Мендрий Я.В., Витосенко И.А.* // Geoinformatica, 2012, № 1(41), 32-38.
3. *Kirillov A.K., Kirillova N.G.* / Актуальные проблемы современного естествознания. Материалы 3-й Межд. конф. ИНТЕРНАС'2007 22-25 мая, 2007, Калуга, Россия. – Изд. КГПУ им. К.Э. Циолковского, 2007. - С. 93-97.
4. Эл. ресурс: idg-comp.chph.ras.ru/~mikhnevo/data/iono/
5. *Сорокин В.М., Яценко А.К., Новиков В.А.* / V Межд. конф. “Триггерные системы в геосистемах”: Тезисы докладов, Москва 4 - 7 июня 2019. - М.: ГЕОС, 2019. - С. 192.

**ГАММА ИЗЛУЧЕНИЕ,
ВЫЗВАННОЕ ЯДЕРНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ,
УСКОРЕННЫХ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК**

Васильев Г.И., Богомолов Э.А., Лысенко А.Л., Овчинникова Е.П.
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

**GAMMA RADIATION CAUSED BY NUCLEAR INTERACTION
OF PROTONS ACCELERATED DURING SOLAR FLARES**

Vasilyev G.I., Bogomolov E.A., Lysenko A.L., Ovchinnikova E.P.
Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

We consider solar flares recorded in the period 2006–2014 in PAMELA experiment. In 30 events the spectra of protons with energies above 80 MeV were determined. In the Konus-Wind experiment 19 flashes with gamma-ray energies of more than 1 MeV were registered during the period under consideration. Only 1 flare was registered in both experiments, and the 2.223 MeV line was not observed in them. In this event gamma rays with higher and lower energies were. The results of simulation for protons interaction with the solar photosphere and deeper layers are presented. The dependence on the proton energy of gamma rays entering the interplanetary space at various angles is obtained. It was shown that the ratio of the intensities of the gamma lines 2.223 MeV and 511 keV substantially depends on the proton energy. The absence of the 2.223 MeV line in solar flares can be explained by the hard spectrum of protons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-75-78

Введение

При изучении процессов, происходящих во время солнечных вспышек существенную информацию можно получить, проводя одновременное измерение спектров фотонов в энергетическом диапазоне от радиоволн до гамма-излучения, а также спектров ускоренных ионов. Часть ионов выходит в межпланетное пространство и может быть зарегистрирована космическими аппаратами. Возвращающиеся ионы в ядерных взаимодействиях с солнечным веществом производят мгновенные гамма-кванты и гамма-кванты от распада образующихся радиоактивных ядер с периодом полураспада от долей секунды до многих лет. Наиболее интенсивные линии в спектре – 511 кэВ (аннигиляция электронов и позитронов) и 2.223 МэВ (образование дейтронов при взаимодействии замедленных нейтронов с протонами). Линии наблюдаются на фоне непрерывных гладких спектров от тормозного излучения электронов и фотонов после комптоновского рассеяния. Во время вспышек также образуются изотопы ^2H , ^3H и ^3He , которые могут дополнительно ускоряться на ударных волнах, что подтвердилось в эксперименте [1].

В настоящей работе мы рассматриваем солнечные вспышки, зафиксированные одновременно в экспериментах Konus-Wind (жесткий рентген и мягкий гамма диапазон) и PAMELA (протоны, ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , нейтроны).

Эксперименты PAMELA и Konus-Wind

Магнитный спектрометр PAMELA, установленный на спутнике Ресурс ДК1 был запущен в космос в июне 2006 г. и проработал около 10 лет. Он состоит из отклоняющего постоянного магнита, трекерной системы, позволяющей определять траекторию заряженной частицы в магнитном поле, управляющего телескопа, системы охранных счетчиков. Для сепарации протонов от электронов использовался калориметр, состоящий из 44 слоев кремниевых стриповых детекторов и 22 слоев вольфрама. Для этой же цели использовался нейтронный детектор. Сочетание метода времени пролета и анализа энерговыделений в слоях калориметра дает возможность провести разделение потоков изотопов водорода, гелия и легких ядер в диапазоне 60–1000 МэВ/нуклон. В период проведения эксперимента были зарегистрированы 30 солнечных протонных событий [2]. В 14 из них зафиксировано превышение потока нейтронов над фоновым значением [3]. Во вспышках 13.12.2006, 14.12.2006, 07.03.2012, 06.01.2014 зарегистрированы изотопы ^2H и во вспышке 13.12.2006 изотопы ^3He и ^4He [1].

Прибор Konus размещен на космическом аппарате Wind, запущенном в 1994 г., и находится вблизи точки Лангранжа [4]. В 2006–2014 гг. Konus зарегистрировал 19 вспышек с энергиями гамма-квантов более 1 МэВ. Одна из них (табл. 1) совпала с протонным событием PAMELA. Статистически значимого превышения над фоном в энергетическом диапазоне около 2.22 МэВ не обнаружено, но при этом были зарегистрированы солнечные нейтроны [3].

Таблица 1. Солнечная вспышка, зарегистрированная одновременно в экспериментах PAMELA и Konus-Wind.

Konus-Wind триггер	SEP	GOES class	Location
06.07.2012, 23:04:30	07.07.2012, 00:05	X1.1	S13W59

Моделирование взаимодействия протонов с фотосферой и более глубокими слоями Солнца

С помощью пакета GEANT4 [5] проведено моделирование взаимодействия ускоренных в солнечной вспышке протонов с фотосферой и более глубокими слоями Солнца. На рис. 1. представлена зависимость от энергии падающих изотропно на фотосферу протонов числа выходящих в межпланетное пространство гамма-квантов с энергиями 511 кэВ и 2.223 МэВ.

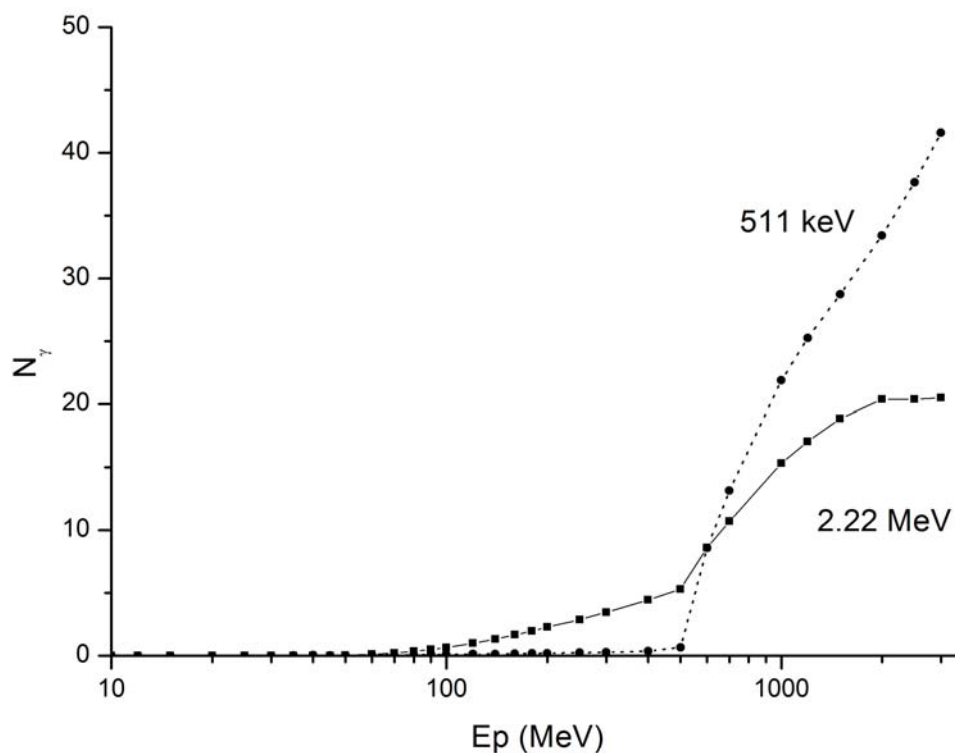


Рис. 1. Число выходящих в межпланетное пространство гамма-квантов на 10^3 падающих на Солнце протонов.

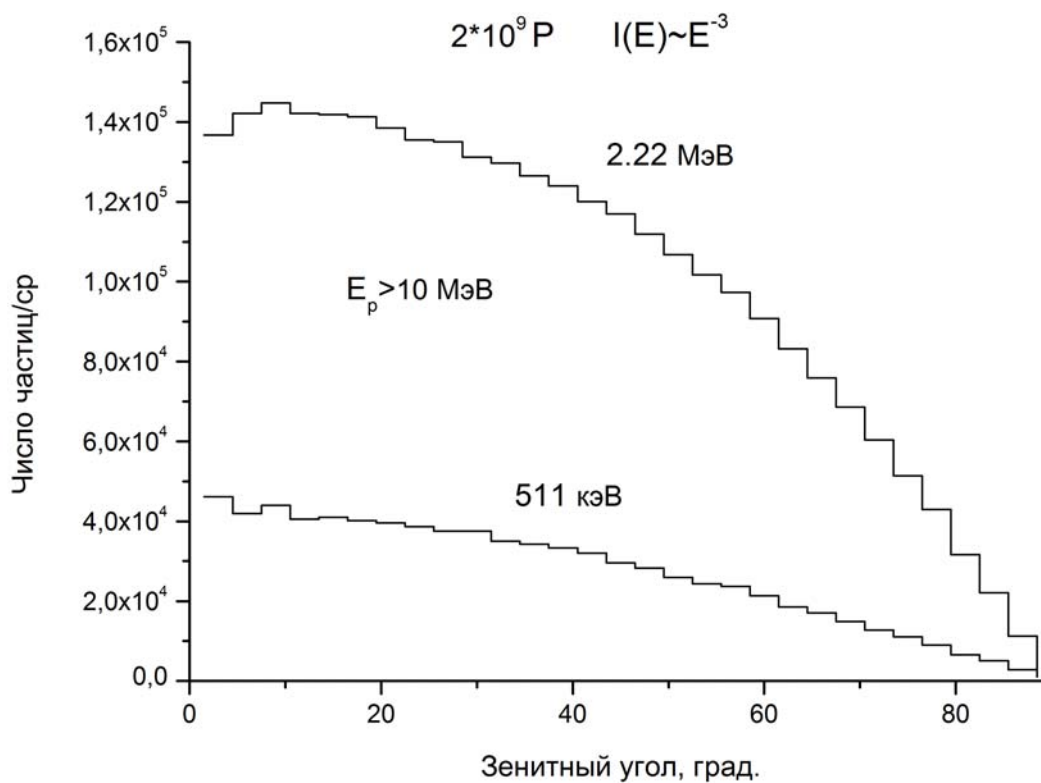


Рис. 2. Угловые распределения потоков гамма-квантов.

При энергиях протонов более 600 МэВ преобладает линия 511 кэВ, так как увеличивается число образующихся нейтральных пионов, распадающихся на гамма-кванты, которые, в свою очередь, производят электрон-позитронные пары. Соотношение интенсивности линий существенно зависит от формы спектра протонов. При степенном энергетическом спектре с энергией протонов более 30 МэВ при показателе спектра $\gamma = 4$ отношение интенсивностей равно 22.5, при $\gamma = 3$ 2.75 0.37, а при $\gamma = 2$ 0.92.

Проведенные расчеты при различных фиксированных углах падения протонов показали слабую зависимость отношения интенсивностей линий от этих углов [6]. На рис. 2 изображены расчетные угловые распределения гамма-квантов при изотропном падении на солнечную фотосферу $2 \cdot 10^9$ протонов с энергией более 10 МэВ и $\gamma = 3$. Хорошо видно, что регистрация лимбовых вспышек затруднена из-за низкой интенсивности.

Выводы

Из 30 солнечных вспышек с наблюдением в эксперименте PAMELA спектров протонов СКЛ в диапазоне ~ 80 –2000 МэВ ни в одном случае KONUS-WIND достоверно не наблюдал линию 2.223 МэВ. Отсутствие этой линии при наличии гамма-квантов с меньшими и большими энергиями может быть объяснено жестким спектром падающих на солнечную атмосферу протонов и при этом относительно низким потоком протонов при энергиях менее нескольких сот МэВ. В результате протоны малых энергий, при которых преобладает выход этой линии, не дают статистически значимого превышения над измеренным в эксперименте фоном гамма-квантов.

Работа частично поддержана грантом РФФИ N^o18-02-00583.

Литература

1. *Bogomolov E.A., Vasilyev G.I., Men W.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2019, **83**, 523.
2. *Bruno A. et al.* // Astrophys. J. 2018, **862** 97.
3. *Bogomolov E.A. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. 2015, **81**, 132.
4. *Aptekar R. L., Frederiks D. D., Golenetskii S. V. et al.* // SSRv. 1995, **71**, 265.
5. *Allison J. et al.* // 2016, Nucl. Instrum. Meth., **A835**, 186.
6. *Vasilyev G.I., Chakchurina M.E.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2017, **929**, 012008.

ИЗОТОПНЫЕ СЛЕДЫ СЖАТИЙ ГЕЛИОСФЕРЫ, ВЫЗВАННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯМИ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ С ПЛОТНЫМИ МЕЖЗВЕЗДНЫМИ ОБЛАКАМИ

**Васильев Г.И.¹, Константинов А.Н.², Кудрявцев И.В.¹, Огурцов М.Г.¹,
Остряков В.М.², Павлов А.К.¹, Фролов Д.А.^{1,2}**

¹*ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия*

²*Санкт-Петербургский Политехнический университет Петра Великого, Россия*

ISOTOPIC IMPRINTS OF HELIOSPHERE COLLAPSE CAUSED BY INTERACTION OF THE SOLAR SYSTEM WITH DENSE INTER- STELLAR CLOUDS

**Vasilyev G.I.¹, Konstantinov A.N.², Koudriavtsev I.V.¹,
Ogurtsov M.G.¹, Ostryakov V.M.², Pavlov A.K.¹, Frolov D.A.^{1,2}**

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

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

Encounter of the Solar System with dense interstellar cloud may result in collapse of the heliosphere. In this case, the modulating effect of solar activity on the Galactic cosmic rays (GCRs) decreases (up to its complete disappearance). As a result, both the GCR flux near the Earth's orbit and the production rate of ¹⁰Be, ¹⁴C and ³⁶Cl isotopes in the atmosphere increase. The rise time of the isotope production rate is determined by the relative velocity of the solar system and the cloud, and the interaction time – by the size of the cloud. In this paper, we analyze the events dated approximately 660, 813, and 5480 BC, discovered by a sharp increase in the concentration of radiocarbon in annual tree rings and having approximately the same rise times. Also the 660 BC event was manifested in polar ice cores and detected in the concentrations of ¹⁰Be and ³⁶Cl. Additionally, interstellar clouds are characterized by a much larger ³He / ⁴He isotopic ratio than in the Earth's atmosphere, so the passage of the cloud changes the isotopic composition of helium in air. The increased ³He / ⁴He ratio was measured in parts of the ice core from the Vostok Antarctic station, which correspond to the events of 660 and 813 BC.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-79-82

Введение

Изменения содержания радиоуглерода в земной атмосфере могут быть вызваны различными процессами, среди которых чаще всего рассматриваются галактические гамма-всплески, изменения геомагнитного поля, солнечные вспышки, солнечная модуляция галактических космических лучей (ГКЛ), а также изменения климата. Все перечисленные процессы оставляют следы в радиоизотопных архивах, различающиеся по амплитуде и временному ходу, а также по степени их влияния на конкретные изотопы.

В [1] нами была выдвинута гипотеза о влиянии неоднородностей межзвездной среды на модуляцию ГКЛ. Там же рассмотрен один из возмож-

ных таких случаев в районе 5480 г. до н.э. В данной работе мы рассматриваем 3 события, которые могут объясняться этим процессом: 5480, 813 и 660 гг. до н.э. [2, 3].

Гипотезы о причинах

Все 3 события показывают одинаковый фронт нарастания и похожие амплитуды (рис. 1). Попытка связать событие 660 г. до н.э. с целой серией солнечных вспышек [4] сталкивается с трудностью, поскольку данные по ^{14}C для трёх независимых событий показывают близкий временной ход роста и близкую амплитуду. Это означает, что последовательность солнечных вспышек, вызывающих обсуждаемый рост, должна быть одинакова для этих трёх событий, что представляется маловероятным. В рамках гипотезы о столкновении Солнечной системы с межзвёздными (МЗГ) облаками такое поведение $^{14}\text{C}(t)$ выглядит естественно: фронт определяется

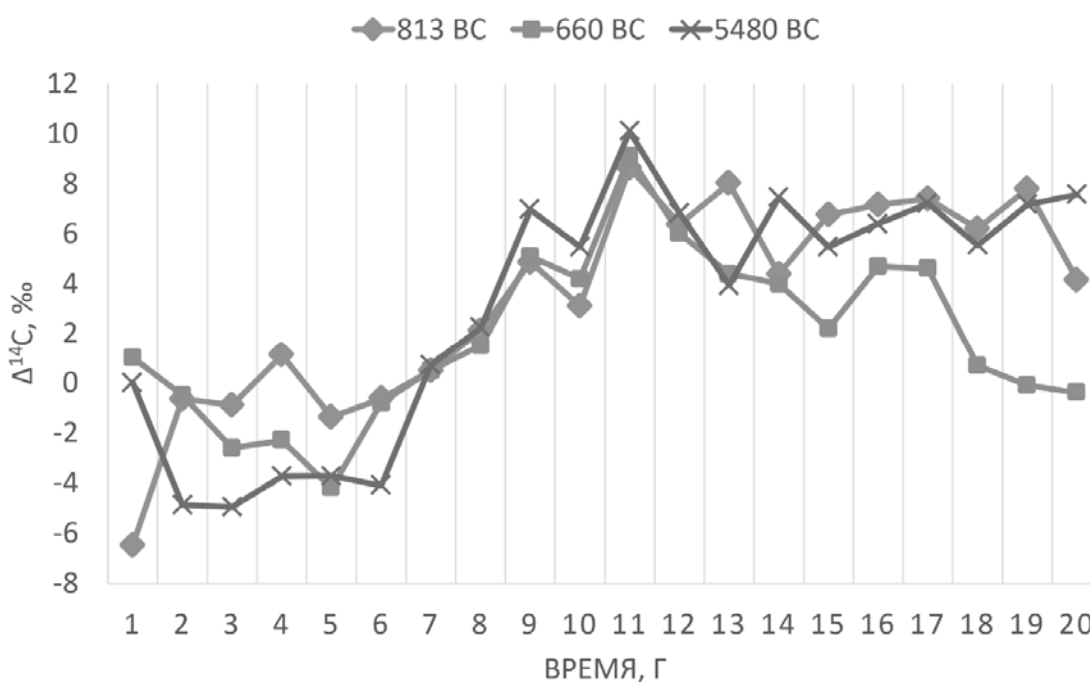


Рис. 1. Возрастание концентрации ^{14}C в 5480, 813 и 660 гг. до н.э., нормированное на передний фронт.

скоростью движения Солнечной системы относительно МЗГ, а амплитуда — полным отсутствием модуляции и облучением Земли локальным межзвёздным спектром ГКЛ (LIS) (рис. 1). При этом общая продолжительность события зависит от размеров облака (или неоднородности в МЗГ). Повышенное содержание ^{14}C между 813 и 660 гг. до н.э. может быть как следствием влияния неоднородностей межзвёздной среды, так и глобальным минимумом солнечной активности. Решающим аргументом может быть измерение отношения $^3\text{He}/^4\text{He}$ с хорошим временным разрешением, т.к. повышение этого отношения при прохождении плотного облака меж-

звездного газа связано с поступлением ^3He непосредственно из межзвездной среды, а возвращение к исходному значению отношения – с процессами диссипации ^3He из атмосферы.

Изотопное отношение $^3\text{He}/^4\text{He}$

В работе [5] измерено отношение изотопов гелия во льду с антарктической станции Восток. Обнаружено отношение $^3\text{He}/^4\text{He} \sim 1,017$ к содержанию этих изотопов в атмосфере в образце льда с глубины 120–145 м. При этом в других образцах с глубин до 2 500 м это отношение меньше единицы ($0,97 \pm 0,03$) при атмосферном отношении изотопов гелия $1,38 \cdot 10^{-6}$, как и можно было ожидать, исходя из более высокой подвижности атома ^3He . В том числе отношение 0,985 зарегистрировано в образце льда с глубины 116–165 м, включающего вышеуказанный слой с повышенным содержанием ^3He . То есть, можно констатировать, что повышение содержания гелия-3 было недолгим, и имелся внешний источник изотопа ^3He . Исходя из скорости аккумуляции льда на станции Восток в голоцене $2,2 \text{ г/см}^2\text{год}$ [6], можно оценить возраст образца с глубин 120–145 м: 5–6 тысяч лет. И, соответственно, минимальный возраст гелия во льду 2,4–3,4 тысячи лет. Примерно такие же результаты получены в [3]: 1,1–2,4 тысячи лет для азота и кислорода. Еще раз подчеркнем, что эти оценки относятся к тяжелым молекулам и могут быть использованы для гелия только как нижний предел.

Изотопный след в ^{10}Be и ^{36}Cl

Для события 660 г. до н.э. существует «изотопный след» (измерение ^{10}Be и хлора-36 в гренландских льдах), не противоречащий нашей гипотезе. По данным [4] существует импульсное повышение ^{10}Be в двух керне (GRIP и NGRIP). В керне GRIP, кроме повышения ^{10}Be измерено также повышение ^{36}Cl вблизи 660 года до н.э. общей продолжительностью для обоих изотопов около 6 лет. Поскольку время жизни обоих изотопов в атмосфере составляет не более 2–3 лет, что в несколько раз меньше аналогичного времени для ^{14}C , то спад сигнала радиоуглерода в событии 660 г. до н.э. оказывается существенно медленнее, чем для двух других изотопов. Важно отметить, что повышенное содержание обоих изотопов наблюдалось в течение 6 лет, то есть было кратковременным. Это прямо противоречит гипотезе о глобальном минимуме солнечной активности, поскольку их продолжительность на порядок больше. По результатам наших расчетов отношение скоростей образования $^{10}\text{Be}/^{36}\text{Cl}$ для LIS составляет 5–6 в зависимости от вида LIS и модели переноса ^{10}Be . Отношение концентраций этих изотопов в керне GRIP составляет порядка шести как за период около 90 лет, охватывающий событие 660 до н.э., так и в самом событии. При этом для вспышки 1956 года с самым жестким известным спектром уско-

ренных солнечных частиц это отношение равно 1,2–2,8 в зависимости от модели переноса и выпадения бериллия в атмосфере.

Выводы

- Наличие 3-х событий с одинаковым передним фронтом нарастания и амплитудой сигнала в ^{14}C практически исключает гипотезу о сверхмощной солнечной вспышке или о последовательности таких вспышек.

- Короткий период возрастания содержания во льду ^{10}Be и ^{36}Cl для события 660 г. до н.э. и короткое время нарастания в сигнале ^{14}C для всех событий делает крайне маловероятной гипотезу о глобальных минимумах солнечной активности.

- Наличие избытка гелия-3 во льду соответствующего возраста является существенным дополнительным аргументом в пользу нашей гипотезы.

Таким образом, гипотеза о влиянии на гелиосферу неоднородностей межзвездной среды, как причины событий 660, 813 и 5480 гг. до н.э. кажется наиболее вероятной. Решающими тестом могут быть измерения ^{10}Be , ^{36}Cl и ^3He во льдах для всех трех событий, которые на данный момент отсутствуют.

Работа частично поддержана грантом РФФИ N°18-02-00583.

Литература

1. *A.K. Pavlov et al.* On the radiocarbon increase around 5480 BC as a result of the Solar system encounter with interstellar cloud // *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 2019, vol. 4445, pp. 4441–4445.
2. *F. Miyake et al.* Large ^{14}C excursion in 5480 BC indicates an abnormal sun in the mid-Holocene // *Proc. Natl. Acad. Sci.*, 2017, vol. 114, no. 5, pp. 881–884.
3. *J. Park et al.* Relationship between solar activity and $\Delta^{14}\text{C}$ peaks in AD 775, AD 994, and 660 BC // *Radiocarbon*, 2017, vol. 59, no. 4, pp. 1147–1156.
4. *P. O'Hare et al.* Multiradionuclide evidence for an extreme solar proton event around 2,610 B.P. (<660 BC) // *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, 2019, vol. 116, no. 13, pp. 5961–5966.
5. *P. Jean-Baptiste et al.* Constraints on hydrothermal processes and water exchange in Lake Vostok from helium isotopes // *Nature*, 2001, vol. 411, no. 6836, pp. 460–462.
6. *J.M. Barnola et al.* CO₂-climate relationship as deduced from the Vostok ice core: a re-examination based on new measurements and on a re-evaluation of the air dating // *Tellus B*, 1991, vol. 43, no. 2, pp. 83–90.

ПРИРОДА ЦИКЛИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ ^{10}Be ЗА ПОСЛЕДНИЕ 10 ТЫС. ЛЕТ

Васильев С.С., Дергачев В.А.

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

THE NATURE OF CYCLIC CHANGES IN THE RATE OF ^{10}Be FORMATION OVER THE PAST 10 THOUSAND YEARS

Vasiliev S.S., Dergachev V.A.

Ioffe Physical-Technical institute, St. Petersburg, Russia

Cosmogenic radioisotopes, such as ^{14}C , ^{10}Be , etc., are formed in the Earth's atmosphere under the influence of galactic cosmic rays. The rate of formation of cosmogenic radioisotopes depends on the magnitude of the Earth's magnetic field and solar activity. The analysis of cores of Greenland glaciers contributed to the development of methods for constructing chronological sequences of data. The age of the glacier layers for which the concentration of the cosmogenic ^{10}Be isotope was measured is consistent with the GICC05 stratigraphic scale. We used accurately dated ^{10}Be data to analyze the variability in the rate of formation of this cosmogenic isotope. The nature of the identified cycles can be sought in such phenomena as climatic effects, changes in the Earth's magnetic field and the influence of solar activity. The climatic effect on the rate of ^{10}Be deposition can be manifested through a change in the mixing rate of the cosmogenic isotope in the troposphere. A good indicator of this process is the change in the ion concentration in the GISP2 core. We have studied the process of atmospheric mixing in the northwest Atlantic and the effect of this mixing on changes in the concentration of cations (Na^+ , Ca^{2+} , etc.) and NH_4^+ , Cl^- , NO_3^- , and SO_4^{2-} anions in the GISP2 core. Of particular interest are the NO_3^- anions, since they arise during a thunderstorm. We compared the fluctuation spectra of NO_3^- (nitrates) with the ^{10}Be fluctuation spectrum. A comparison of the spectra shows that they are similar. The conclusion is drawn about the influence of storm activity and lightning formation on mixing processes in the North Atlantic during the Holocene.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-83-86

Введение

До конца 20-го века предполагалось, что климат в течение голоцена был стабильным без существенных изменений в таких его проявлениях, как вариации температуры, количество осадков, а также перенос атмосферных масс ветром. Однако в конце 20-го века стали появляться свидетельства климатической изменчивости на северо-западе Атлантике в голоцене.

Изменение штормовая активность на северо-западе Атлантики в течение голоцена привлекает внимание со времени публикации О'Бриен [1], когда было показано, что при формировании ледяных кернов Гренландии существенно менялась скорость накопления растворимых в воде компонент и континентальной пыли. Природа этих изменений связана с вариациями

циями скорости и направления ветра и требует выяснения, как области проявления, так и механизмов реализации.

Исследования О'Brien et al. (1995)

Наша способность прогнозировать окружающую среду и последствия антропогенных выбросов требует глубокого понимания природной атмосферно-климатической изменчивости. Данные из ледниковых кернов Гренландия показывают, что изменчивость климата была более подавленной во время эпохи голоцена, чем это было до этой эпохи во время последнего оледенения. Изучая разработанные гляциохимические временные ряды из ледяного керна Greenland Ice Sheet Project (GISP2), О'Brien et al. [1] реконструировали и точно датировали непрерывную хронологию атмосферы и окружающей среды для высоких широт северной Атлантики во время голоцена, за начало которого принимается период, отстоящий примерно на 11600 лет от настоящего времени. Были определены химические концентрации для 5 тыс. образцов голоцена при приблизительно двухлетнем интервал отборе проб. Эти концентрации были использованы для оценки изменений в скорости аккумуляции ионов морской и перенесенной с континента соли, содержащие Na, Cl, Mg и K. Скорости оседания ионов, флуктуируя, существенно менялись в течение нескольких тысяч лет, что показано на рис. 1 (левая панель).

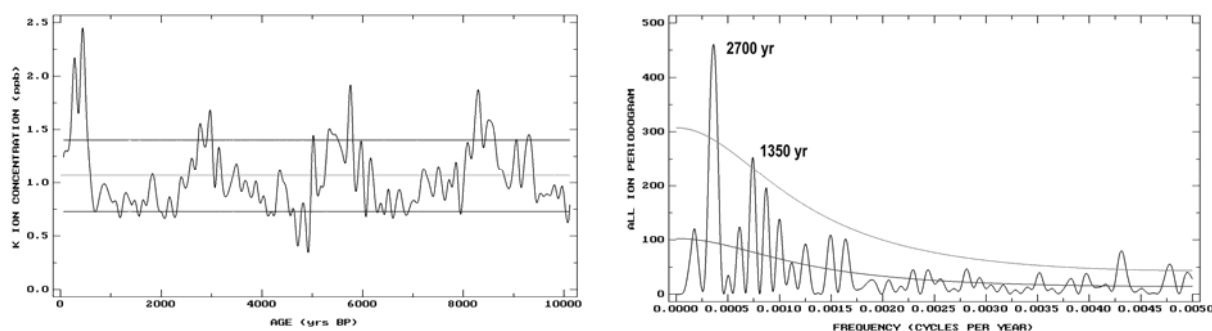


Рис. 1. Слева – концентрация калия (в единицах ppb) в керне проекта GISP2 в течение голоцена. Верхняя и нижняя линии показывают величину дисперсии. Справа – периодограмма усредненной концентрации ионов. Верхняя гладкая кривая ограничивает амплитуды, значимость которых менее 0,95. Нижняя кривая показывает модельный уровень красного шума.

На рис. 1 (правая панель) показана усредненная периодограмма всех ионов, концентрации которых были измерены в проекте GISP2. Видно, что средняя длина цикла составляет 2700 лет. Линия с периодом 1350 лет является гармоникой основной периодичности.

Цикличность скорости аккумуляции ^{10}Be в Гренландии

Возраст слоев ледника, для которых измерялась концентрация космического изотопа ^{10}Be , согласован со стратиграфической шкалой GICC05

(Muscheler et al., [2]). Мы произвели анализ изменчивости скорости аккумуляции этого космогенного изотопа. На рис. 2 (левая панель) показана периодограмма данных по ^{10}Be . Отмечены спектральные линии с периодом ~ 2100 , 1000 , ~ 710 и 207 лет.

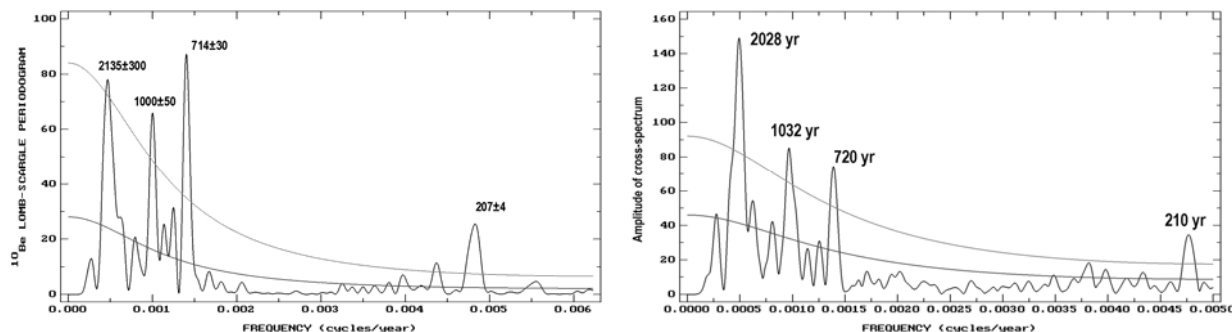


Рис. 2. Слева – периодограмма данных по скорости аккумуляции ^{10}Be , справа – амплитуда взаимного спектра мощности для скорости аккумуляции ^{10}Be и вариаций концентрации NO_3^- .

Природа линии с периодом ~ 2100 лет, возможно, связана с циклическим изменением величины дипольного магнитного момента Земли. Спектральная линия, имеющая период 207 лет, хорошо известна по проявлениям солнечной активности (207-летний цикл Зюсса–де Фриза), а также связью с изменениями климата в прошлом. На рисунке 2 (левая панель) наряду с периодом линии указана ошибка положения, которая определяется как ширина линии на половине высоты.

В целом, происхождение спектральных линий для данных по ^{10}Be не является вполне ясным за исключением линии, соответствующей циклу Зюсса–де Фриза. Природу выявленных циклическостей можно искать в таких явлениях, как климатическое воздействие, изменение магнитного поля Земли и влиянии солнечной активности. Климатическое воздействие на скорость осаждения ^{10}Be может проявляться через изменение скорости перемешивания космогенного изотопа в тропосфере. Хорошим индикатором этого процесса являются изменения концентраций ионов в керне GISP2. В предыдущем разделе был представлен результат изучения процесса перемешивания атмосферы на северо-западе Атлантики и влияние этого перемешивания на изменения концентрации катионов (Na^+ , Ca^{2+} и др.) в керне GISP2. Был изучен спектр флуктуаций этих изменений и показано, что основными периодами являются 2700 и 1350 лет (смотри рис. 1). Этот спектр существенно отличается от спектра флуктуаций ^{10}Be , поэтому естественно заключить, что процессы, приводящие к флуктуациям концентраций катионов и ^{10}Be , различаются.

Сравнение концентрации анионов и ^{10}Be в керне GISP2

Наряду с катионами, в данные GISP2 содержатся анионы NH_4^- , Cl^- , NO_3^- и SO_4^{2-} . Анионы NO_3^- (нитраты) возникают во время грозы в резуль-

тате разряда молний. Их образование не связано с переносом воздушных масс и имеет, по-видимому, локальный характер. Отличие природы образования NO_3^- от природы образования других анионов побудило сравнить содержание этого аниона с концентрацией ^{10}Be в надежде понять природу его спектра. Изучена периодограмма нитратов. Она в некоторых деталях сходна с периодограммой ^{10}Be . Для проверки идентичности процесса аккумуляции ^{10}Be и вариаций концентрации нитратов был проведен взаимный спектральный анализ этих данных. Результаты представлены на рис. 2 (правая панель).

Из полученного взаимного спектра мощности следует, что природа этих процессов общая.

Выводы

1. В течение голоцена в регионе Гренландии в результате происходящих штормов происходит осаждение катионов и анионов, содержащихся в морской воде и континентальной пыли. Процесс имеет циклический характер. Длина основного цикла составляет 2700 лет.

2. Изучен спектр мощности для скорости аккумуляции ^{10}Be . Показано, что вариации скорости выпадения бериллия-10 не определяются циклическими изменениями скорости переноса воздушных масс в регионе.

3. Показано, что вариации скорости аккумуляции ^{10}Be подобны вариациям концентрации нитратов в керне GISP2, что подтверждается взаимным спектром мощности этих рядов.

4. Изучен механизм влияния вариаций концентрации нитратов на скорость осаждения ^{10}Be . Показано, что увеличение концентрации нитратов в атмосфере приводит к возрастанию числа аэрозолей. В результате увеличивается поток ^{10}Be , захваченный этими аэрозолями.

Литература

1. *O'Brien, S.R., Mayewski, P.A., Meeker, L.D., et al.* Complexity of Holocene Climate as Reconstructed from a Greenland Ice Core // *Science*, 1995, 270, 1962-1964. DOI: 10.1126/science.270.5244.1962 .
2. *Muscheler, R., Adolphi, F., Svensson, A.* Challenges in ^{14}C dating towards the limit of the method inferred from anchoring a floating tree ring radiocarbon chronology to ice core records around the Laschamp geomagnetic field minimum // *Earth and Planetary Science Letters*, 2014, 394, 209–215. <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2014.03.024>

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ДИНАМИКА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ, РАСПРОСТРАНЯЮЩИХСЯ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ

Ватагин П.В., Кудрявцев И.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия

SPATIAL-TEMPORAL DYNAMICS OF A FAST ELECTRONS IN FLARES PLASMA WITH ACCOUNT THE INTERACTION WITH LANGMUIR TURBULENCE

Vatagin P.V., Kudryavtsev I.V.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Spatial – temporal dynamics of the fast electrons in flare plasma with account of interaction with Langmuir turbulence is considered. The Langmuir waves can be excited as a result of the plasma – beam instability. The temporal transformations of the distribution function of the fast electrons and the spectral energy of Langmuir waves are presented at different positions in the plasma. The result of calculation was obtained for the concentration of plasma electrons $n_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ and the temperature of the plasma 10^6 K , for beam electrons with concentration and average velocity $n_e = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ and 10^{10} cm/s accordingly. It is shown that the layer of the turbulent plasma which width is $\sim 10^6 \text{ cm}$ is formed as a result of interaction of the fast electrons with the flare plasma.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-87-90

Основное внимание при изучении распространения в солнечной плазме ускоренных во время вспышек электронов уделяется их кулоновскому взаимодействию с частицами солнечной плазмы [1, 2]. При этом, часто производится учет, как изменения концентрации плазмы, так и изменения магнитного поля вдоль вспышечной петли (см., например [3, 4]). Такой подход объясняется в первую очередь необходимостью описания параметров жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек: энергетических спектров, поляризации и направленности. Меньшее внимание уделяется учету взаимодействия быстрых электронов с плазменными волнами. Как известно, быстрые электроны могут возбуждать плазменные ленгмюровские волны и быстро релаксировать при взаимодействии с ними (так называемая квазилинейная релаксация). В свою очередь эти волны порождают радиоизлучение солнечной плазмы [5, 6], которое несет информацию о физических процессах на Солнце и регистрируется при наблюдениях. Однако изучение эволюции функции распределения быстрых электронов ограничивается либо временной динамикой в однородной плазме, либо пространственной эволюцией в стационарном приближении [7–12]. В

настоящей работе мы рассмотрим пространственно-временную эволюцию функции распределения быстрых электронов в квазилинейном приближении при постоянной концентрации частиц плазмы. Уравнения для функции распределения электронов в плазме f и спектральной плотности энергии ленгмюровских колебаний W_k^1 описываются выражениями [5–7]

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial v} \left(D \frac{\partial}{\partial v} + v_e (vf + v_{Te}^2 \frac{\partial f}{\partial v}) \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} + v_g \frac{\partial W_k}{\partial x} = (\gamma_k - v_{eff}) W_k + Q_k^l \quad (2)$$

$$D = \frac{\pi \omega_e^2}{m_e n_e v} (W_k)_{k=\omega_e/v}; \quad \gamma_k = \left(\frac{\pi \omega_e}{n_e} v^2 \frac{\partial f}{\partial v} \right)_{v=\omega_e/k}; \quad (3)$$

где t и x – время и координата; v – скорость электронов, k – волновое число ленгмюровских волн; v_e – частота столкновений электронов с частицами плазмы; V_{Te} – электронная температура плазмы; v_g – групповая скорость ленгмюровских волн; γ_k – инкремент пучковой неустойчивости; v_{eff} – эффективная частота затухания ленгмюровских колебаний из-за столкновений частиц плазмы; Q_k^l – мощность тепловых ленгмюровских флуктуаций (см., например [11]).

Дополним систему уравнений (1–3) начальными и граничными условиями. Пусть в начальный момент времени функция распределения электронов является суммой максвелловского распределения тепловых электронов плазмы f_M и «пучкового» распределения быстрых электронов:

$$f(t=0, x, v) = \frac{n_e}{\sqrt{2\pi} V_{Te}} \exp\left(-\frac{v^2}{2V_{Te}^2}\right) + \frac{n_b}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(v-v_o)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{x}{x_o}\right), \quad (4)$$

где n_e – концентрация электронов плазмы; n^b – концентрация быстрых электронов при $x=0$; σ – среднеквадратичное отклонение распределения быстрых электронов по скоростям.

В качестве граничного возьмем следующее условие

$$f(t, x=0, v) = \frac{n_e}{\sqrt{2\pi} V_{Te}} \exp\left(-\frac{v^2}{2V_{Te}^2}\right) + \frac{n_b}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(v-v_o)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-\frac{t}{t_o}\right). \quad (5)$$

Параметры x_o и t_o – задают пространственное и временное распределения инжектированных в плазму электронов.

В качестве граничных условий по v выберем следующие условия

$$f(t, x, v=0) = f_M(v=0); \quad f(t, x, v=v_{max}) = f_M(v=v_{max}). \quad (6)$$

В качестве начального и граничного условий для спектральной плотности энергии ленгмюровской W_k турбулентности возьмем спектр тепловых ленгмюровских флуктуаций [13]

$$W_k(t=0, x, k) = W_k(t, x=0, k) = \frac{k^2 k_B T_e}{2\pi^2} \text{ при } k < \frac{\omega_e}{V_{Te}} \quad (7)$$

$$\text{и } W_k(t=0, x, k) = 0 \text{ при } k > \frac{\omega_e}{V_{Te}} .$$

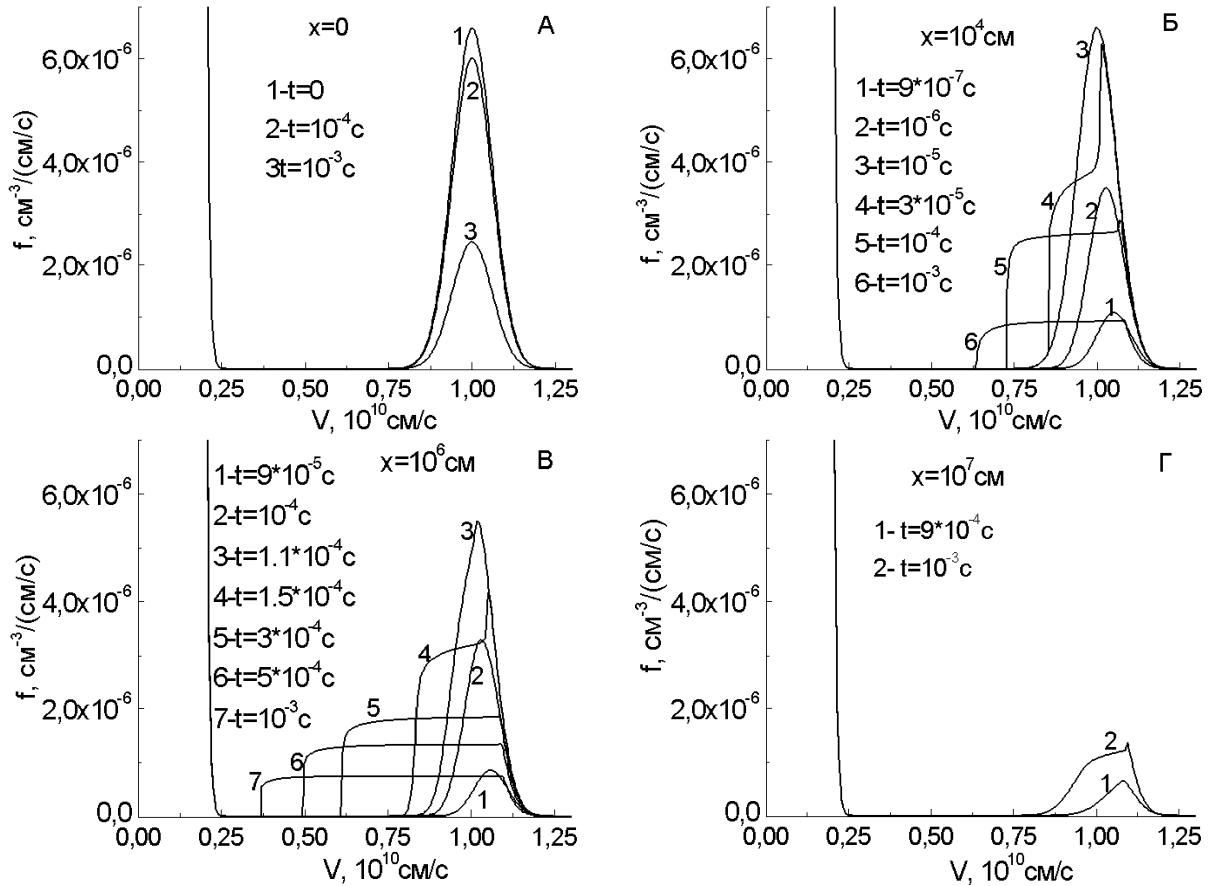


Рис. 1. Функция распределения быстрых электронов f в различные моменты времени после их инжекции во вспяшечную плазму и на различных расстояниях от места инжекции.

Система уравнений (1–3) решалась методом суммарной аппроксимации [14]. На рис. 1 и 2 приведены результаты расчетов для $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^4 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^6 \text{ К}$, $V_0 = 10^{10} \text{ см/с}$, $\sigma = 0.06V_0$, $x_0 = 10 \text{ см}^2$ и $t_0 = 10^{-3} \text{ с}$. Как видно на рис. 1б, уже при $t = 10^{-6} \text{ с}$ быстрые электроны появляются на расстоянии $x = 10^4 \text{ см}$. При $t > 10^{-5} \text{ с}$ начинается трансформация функции распределения быстрых электронов в результате их взаимодействия с возбуждаемыми ленгмюровскими колебаниями (рис. 2б). При этом максимум распределения быстрых электронов смещается к большим скоростям. По мере распространения электронов в плазме (рис. 1б–г) происходит релаксация их функции распределения и генерация ленгмюровских волн (рис. 2б–г). При этом энергия ленгмюровских колебаний резко падает после $x = 10^5 \text{ см}$.

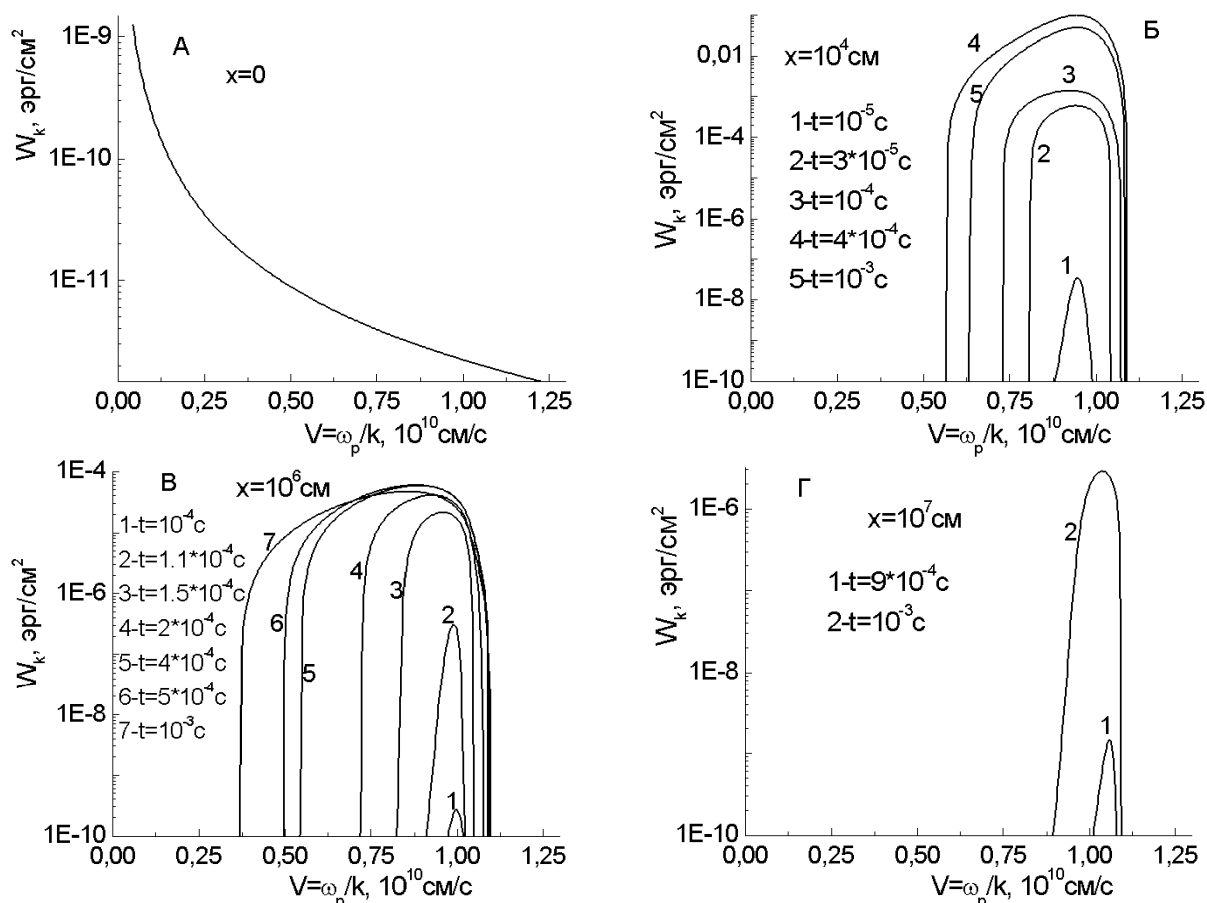


Рис. 2. Спектральная плотность энергии ленгмюровской турбулентности в различные моменты времени после инъекции электронов во вспыхивающую плазму на различных расстояниях от места инъекции.

Литература

1. Скрынников Ю.И., Сомов Б.В. // Сборнике «XII Ленинградский семинар по космофизике», под ред. В.А. Дергачева, Г.Е. Кочарова, С. 72, Ленинград, ЛИЯФ, 1982, 208 с.
3. Kudryavtsev I.V., Charikov Yu.E. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V. 52, С. 875.
4. Zharkova V.V. // A&A, 2010, V. 512, A8.
5. Melnikov V.F. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2013, V. 53, p. 863.
6. Железняков В.В., Зайцев В.В. // Астрономический журнал, 1970, Т. 47, С. 60.
7. Kontar E.P., et al. // A&A, 2012, V. 539, A43.
8. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат, 1970, 424 с.
9. Melrose D.B. Instabilities in space and laboratory plasmas – Cambridge University press, 1986, 280 p.
10. Кудрявцев И.В. и др. // Труды конф. «Активные процессы на Солнце и звёздах», СПб, НИИРФ СПбГУ, 2002. 328 с.
11. Vatagin P.V. et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, V. 52, P1015.
12. Кудрявцев И.В. и др. // Труды всероссийской ежегодной конф. по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018», ГАО РАН, 2018, с. 259.
13. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972. 394 с.
14. Самарский А.А. Теория разностных схем. – М.: Наука, 1989. 616 с.

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНО-ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ФАКТОРОВ НА СОСТОЯНИЕ СТРАТОСФЕРНОГО ПОЛЯРНОГО ВИХРЯ

Веретененко С.В.¹, Огурцов М.Г.^{1,2}

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

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

INFLUENCE OF SOLAR-GEOPHYSICAL FACTORS ON THE STATE OF THE STRATOSPHERIC POLAR VORTEX

Veretenenko S.V.¹, Ogurtsov M.G.^{1,2}

¹*Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia*

²*Central (Pulkovo) astronomical observatory RAS, St. Petersburg, Russia*

The stratospheric polar vortex is an important link between the circulation of the lower atmosphere at extratropical latitudes and solar activity. The vortex evolution influences to a great extent the character of solar-atmospheric relations. In this work we study changes of the vortex intensity associated with different phenomena of solar activity on the base of the NCEP/NCAR reanalysis data. A pronounced intensification of western wind velocity was found in the polar stratosphere during powerful solar proton events (SPEs) in January, 2005 and October-November, 2003. It was shown that auroral activity and SPE-induced ionization increases may be possible factors of the vortex intensification. At the multidecadal time scale, the vortex was found to be strengthened during the period of increase in occurrence of magnetic storms with gradual commencements (~1980–2000), whereas during the period of decrease in occurrence of these storms (~1950–1980) the vortex was weaker. The obtained results confirm that the intensity of the stratospheric polar vortex may be influenced by solar activity phenomena both at the day-to-day and multidecadal time scales.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-91-94

Стратосферный полярный вихрь является одним из наиболее важных связующих звеньев между циркуляцией нижней атмосферы во внетропических широтах и солнечной активностью, что обусловлено благоприятным широтным и высотным расположением области его формирования. Эволюция вихря оказывает существенное влияние на характер солнечно-атмосферных связей [1]. В настоящей работе исследуются изменения интенсивности вихря (скорости западного ветра в стратосфере высоких широт) в зависимости от различных явлений, обусловленных солнечной активностью, на основе данных реанализа NCEP/NCAR [2].

Поскольку в области формирования полярного вихря наблюдаются низкие пороги геомагнитного обрезания и, соответственно, высокие скорости стратосферной ионизации за счет космических лучей [3], в качестве возможного фактора интенсивности вихря были рассмотрены мощные солнечные протонные события (СПС) в январе 2005 г. Во время СПС 15.01, 16.01 и 17.01 наблюдались возрастания потоков частиц с энергиями 165–500 МэВ, достигающих высот 30 км и ниже (рис. 1а). Наиболее мощ-

ное событие 20.01 с энергиями частиц выше 500 МэВ сопровождалось возрастанием скорости счета нейтронных мониторов, т.е. относилось к разряду GLE (Ground Level Enhancement). Исследуемые СПС связаны с усилением вспышечной активности в период 13–23.01 (рис. 1б).

На рис. 1в показан временной ход максимальных значений скорости западного ветра U_{\max} на разных уровнях стратосферы в зимние месяцы 2004/2005 гг. Видно, что в возмущенный период 13–23.01 имело место значительное увеличение скорости ветра: в нижней стратосфере (изобарические уровни 100–50 гПа (~15–20 км)) – на ~ 15 м·с⁻¹, в верхней стратосфере (уровни 30–10 гПа (~25–35 км)) – на 20–30 м·с⁻¹.

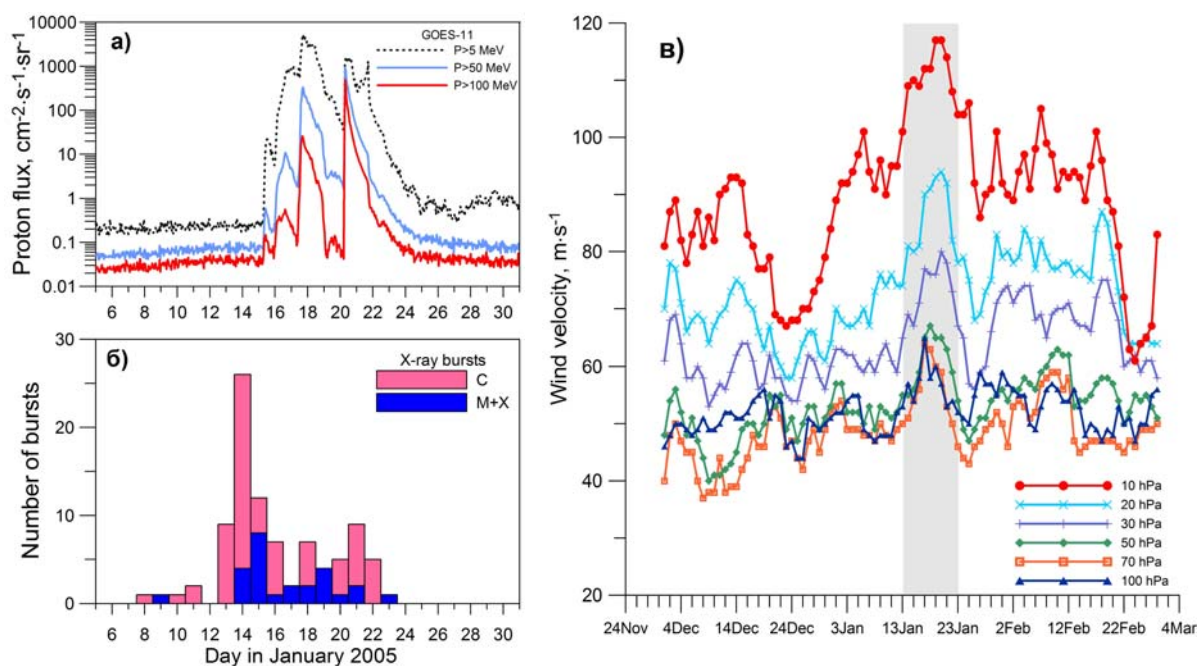


Рис. 1. а) Потоки частиц с различными энергиями в ходе СПС в январе 2005 г. по данным спутника GOES-11; б) Число рентгеновских вспышек; в) Временной ход максимальных значений скорости западного ветра U_{\max} разных уровнях стратосферы в зимние месяцы 2004/2005 гг. Серым фоном показан возмущенный период 13–23.01.2005.

Помимо возрастания U_{\max} , в возмущенный период 13–23 января 2005 г. на всех уровнях стратосферы имело место заметное увеличение площади областей, где скорость ветра была повышена. Также обнаружено смещение указанных областей на восток, от арктического побережья Северной Америки к Северной Атлантике. Изменения площади областей, охваченных ветрами с повышенной скоростью, показаны на рис. 2. Полученные результаты свидетельствуют о значительном усилении стратосферного полярного вихря в ходе серии СПС 15–20 января 2005 года. Аналогичный эффект (возрастание U_{\max}) обнаружен также для серии СПС 26 октября – 4 ноября 2003 г. Усиление вихря для этих событий выражено несколько слабее, чем для СПС 2005 г., что обусловлено, по-видимому, недостаточной сформированностью вихря в осенний период.

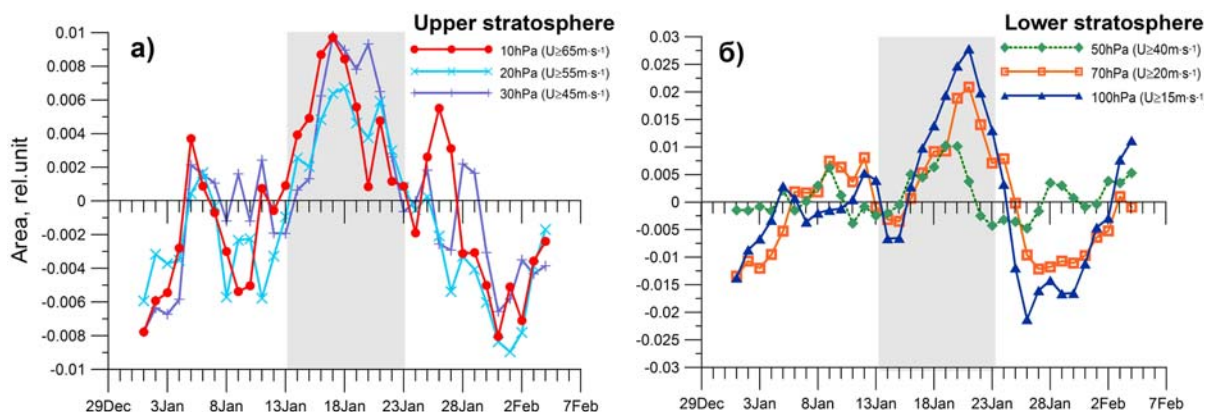


Рис. 2. Площади областей с повышенными значениями скорости ветра (отклонения от линейных трендов) в верхней (а) и нижней (б) стратосфере в ходе СПС в январе 2005 г.

Рассмотрим возможные причины выявленной интенсификации полярного вихря. На рис. 3а сопоставлен временной ход максимальных значений скорости западного ветра в верхней стратосфере (уровень 10 гПа) и сглаженных по 5-ти дням значений АЕ-индекса, характеризующего уровень авроральной активности, в зимние месяцы 2004/2005 гг. Видно, что временные изменения исследуемых величин обнаруживают достаточно хорошее сходство. Коэффициент корреляции $R(U_{\max}, AE)$ составляет ~ 0.5 для несглаженных значений и ~ 0.7 для сглаженных по 5 дням. Данные, представленные на рис. 3б, показывают, что скорость ветра в стратосфере увеличивается также с увеличением скорости ионизации, вызванным исследуемыми СПС. Таким образом, можно сделать вывод, что интенсификация вихря обусловлена увеличением скорости ионизации в стратосфере в связи с усилением авроральной активности и СПС.

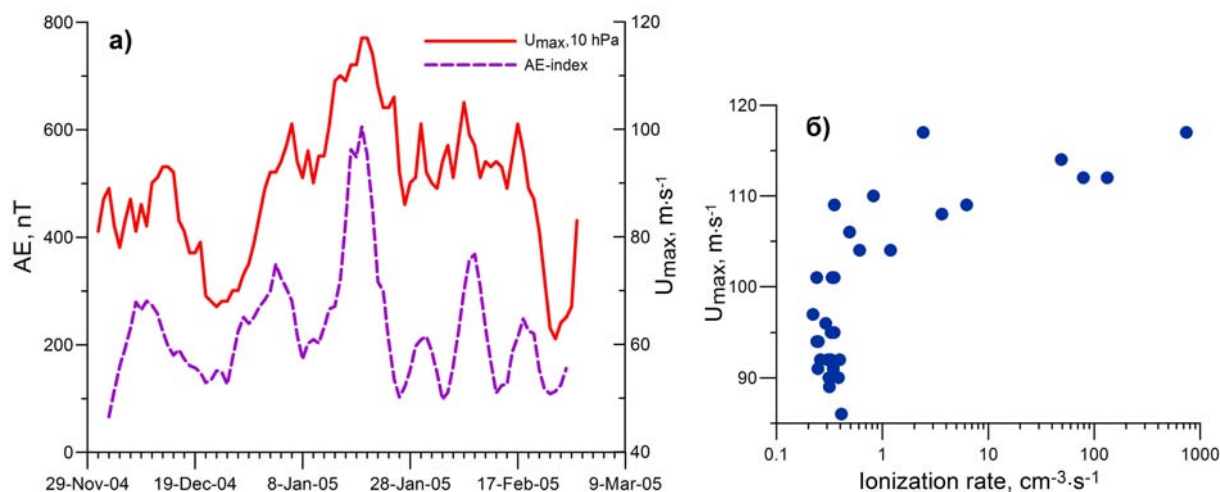


Рис. 3. а) Временной ход максимальных значений скорости западного ветра U_{\max} на уровне 10 гПа и сглаженных по 5 дням значений АЕ-индекса в зимние месяцы 2004/2005 гг.; б) Зависимость U_{\max} от среднесуточных значений скорости ионизации в верхней стратосфере (35 км) в области геомагнитных широт 60–90° [4] в январе 2005 г.

Ранее было показано [5], что интенсивность полярного вихря обнаруживает вариации с периодом ~60 лет. В ~1980–2000 гг. вихрь был усилен (скорость западного ветра в широтном поясе 60–80°N была повышена, а температура в области вихря понижена) и ослаблен в период ~1950–1980 гг. (рис. 4а,б). Аналогичную вариацию (~60 лет) обнаруживает годовая повторяемость магнитных бурь с постепенным (GC) началом (рис. 4в,г). Видно, что усиление вихря имело место в период увеличения повторяемости больших и умеренных GC бурь, а ослабление – в период уменьшения их повторяемости. Таким образом, ~60-летние колебания силы вихря могут быть связаны с долговременными изменениями высокоскоростных потоков солнечного ветра и их солнечных источников.

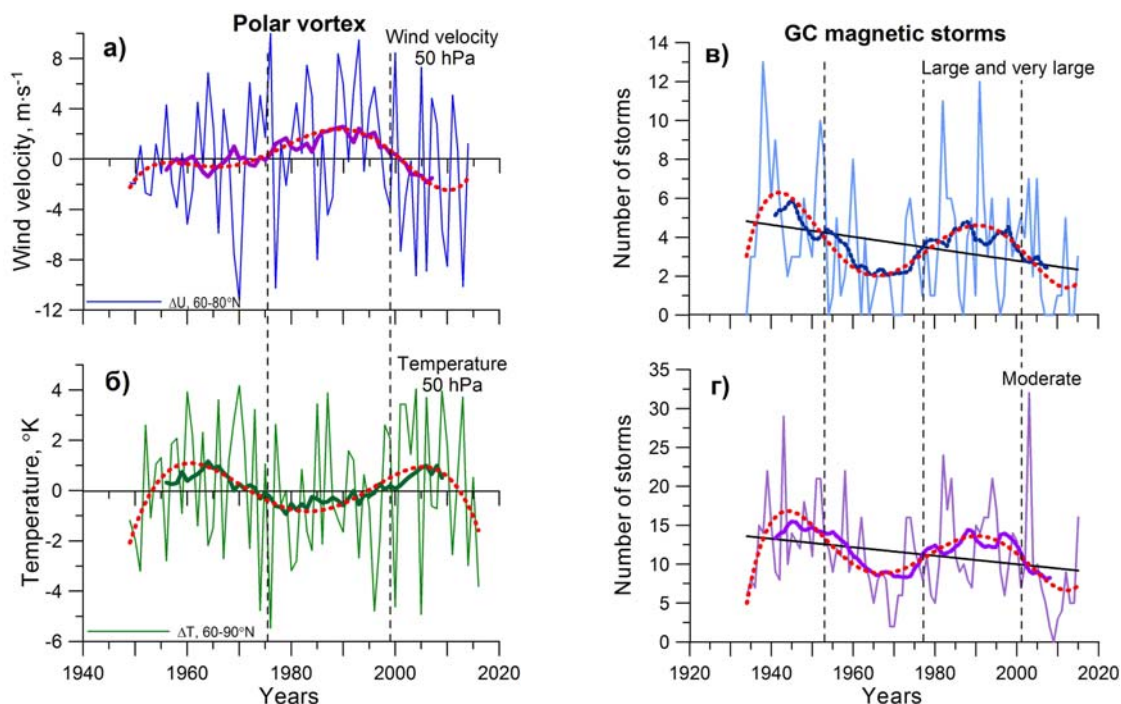


Рис. 4. Слева: Вариации (отклонения от тренда) скорости зонального западного ветра на уровне 50 гПа в стратосфере высоких широт 60–80°N (а) и стратосферной температуры в области 60–90°N (б) в зимние месяцы (декабрь–февраль) по данным [2]. Справа: годовая частота повторяемости больших (в) и умеренных (г) магнитных бурь с постепенным началом по данным ИЗМИРАН [6]. Толстыми линиями показаны скользящие средние по 15-ти годам, точечными – полиномиальное сглаживание.

Результаты исследования показывают, что интенсивность полярного вихря может испытывать влияние солнечной активности как в масштабе нескольких суток, так и на мультидекадной временной шкале.

Литература

1. Veretenenko S., Ogurtsov M. // Adv. Space Res. 2014, **54(12)**, 2467-2477.
2. Kalnay E. et al. // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1996, **77**, 437-472.
3. Bazilevskaya G.A. et al. // Space Sci. Rev., 2008, **137**, 149-173.
4. SOLARIS-HEPPA, <https://solarisheppageomar.de/solarprotonfluxes>
5. Veretenenko S., Ogurtsov M. // Adv. Space Res. 2019, **64(1)**, 104-116.
6. <http://www.izmiran.ru/magnetism/magobs/MagneticStormCatalog.html>

**ДОЛГОВРЕМЕННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ ГОДОВОЙ ЧАСТОТЫ
ПОВТОРЯЕМОСТИ МАГНИТНЫХ БУРЬ
С ВНЕЗАПНЫМ И ПОСТЕПЕННЫМ НАЧАЛОМ ПО ДАННЫМ
ОБСЕРВАТОРИЙ ИЗМИРАН И СЛУЦК (ПАВЛОВСК)**

Веретененко С.В.¹, Огурцов М.Г.^{1,2}, Обридко В.Н.³

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
³ИЗМИРАН, Троицк, Россия

**LONG-TERM VARIATIONS OF ANNUAL FREQUENCIES
OF OCCURENCE OF MAGNETIC STORMS WITH SUDDEN
AND GRADUAL COMMENCEMENTS ACCORDING TO THE DATA
OF OBSERVATORIES IZMIRAN AND SLUTSK (PAVLOVSK)**

Veretenenko S.V.¹, Ogurtsov M.G.^{1,2}, Obridko V.N.³

¹Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia
²Central (Pulkovo) astronomical observatory RAS, St. Petersburg, Russia
³IZMIRAN, Troitsk, Russia

Long-term changes of annual frequencies of occurrence of magnetic storms with sudden and gradual commencements were studied, the data from IZMIRAN and Slutsk (Pavlovsk) magnetic observatories for the period 1878–2015 being used. It was shown that occurrences of large and moderate magnetic storms with gradual commencements are characterized by a noticeable variability at the multidecadal time scale. Wavelet spectra of annual frequencies of occurrence of these storms reveal a dominant periodicity of ~36 years close to the climatic Brückner cycle, as well as less pronounced ~60-year and ~90-year periodicities. Annual occurrences of magnetic storms with sudden commencements of all intensities are characterized by a strong ~11-year periodicity, with long-term variations being weak. The obtained results provide evidence for a different temporal evolution of local and global magnetic fields on the Sun which are responsible for solar agents (coronal mass ejections and high-speed solar wind streams from coronal holes, respectively) giving rise to magnetic storms with sudden and gradual commencements.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-95-98

Магнитные бури (глобальные возмущения земного магнитного поля) возникают в результате взаимодействия возмущенных потоков солнечного ветра с магнитосферой Земли. Два основных источника магнитных бурь – выбросы корональной массы (ВКМ) и высокоскоростные потоки солнечного ветра из корональных дыр – способствуют развитию бурь с внезапным (SC) и постепенным (GC) началом, соответственно [1]. В настоящей работе исследуется временная изменчивость годовой частоты повторяемости магнитных бурь указанных типов по данным обсерваторий ИЗМИРАН (1934–2015 гг.) [2] и Слуцк (Павловск) (1878–1940 гг.) [3].

На рис. 1 показаны годовые частоты повторяемости больших и умеренных SC и GC бурь, сопоставленные с числами солнечных пятен SN [4]. Можно видеть, что на вековой шкале временные изменения повторяемости всех типов бурь имеют сходный характер: возрастание до середины XX века и последующее уменьшение. Полиномиальные (2-го порядка) тренды повторяемости больших и умеренных SC бурь, а также больших GC бурь подобны аналогичному тренду SN. Для умеренных GC бурь и SN тренды несколько различаются: повторяемость этих бурь растет медленнее, а затем спадает быстрее, чем число солнечных пятен.

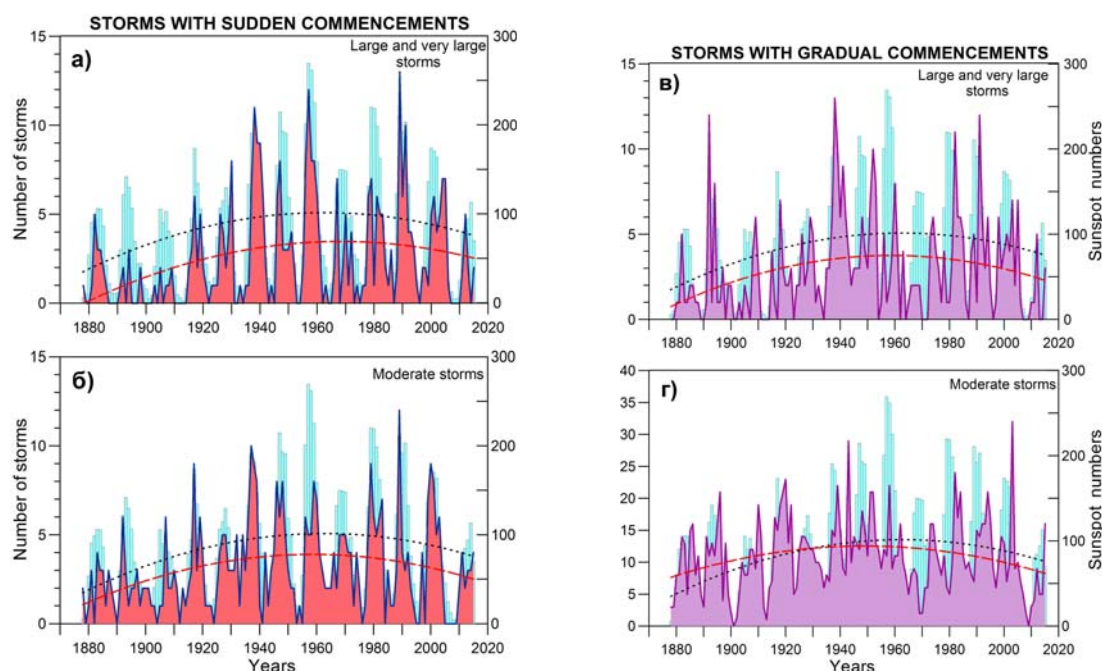


Рис. 1. Годовая частота повторяемости магнитных бурь с внезапным (а,б) и постепенным (в,г) началом (сплошная линия) и числа солнечных пятен (гистограмма). Полиномиальные тренды 2-го порядка показаны штриховыми линиями для частот повторяемости магнитных бурь, точечными – для чисел солнечных пятен.

Данные на рис. 1 свидетельствуют о тесной связи повторяемости магнитных SC бурь с числами солнечных пятен, тогда как для GC бурь связь с SN существенно слабее. Коэффициенты корреляции между годовой частотой повторяемости исследуемых магнитных бурь и числами солнечных пятен (с оценками значимости согласно [5]) приведены в таблице 1. Высокие значения корреляции для SC бурь обусловлены тесной связью этого типа бурь с выбросами корональной массы, повторяемость которых наиболее высока в максимуме 11-летнего цикла [1].

На рис. 2 и 3 представлены локальные и глобальные вейвлет-спектры (базис Морле) повторяемости исследуемых магнитных бурь. Видно, что эти спектры заметно различаются в зависимости от типа бури. В спектрах повторяемости SC бурь доминирует периодичность ~11 лет, тогда как долговременная изменчивость выражена слабо. Для повторяемости GC бурь

более характерны изменения на мультидекадной шкале. Наибольшую значимость имеет периодичность ~ 36 лет, соответствующая известному циклу Брюкнера, обнаруженному в ряде геофизических и климатических характеристик [6]. Также наблюдаются периодичности ~ 60 и ~ 90 лет. ~ 11 -летняя периодичность в повторяемости GC бурь ослабевала в период ~ 1940 – 1960 гг. (максимум векового цикла Глайссберга) и усиливалась в ~ 1900 – 1920 гг. (минимума цикла Глайссберга), а также в ~ 1980 – 2010 гг. (на фазе спада векового цикла).

Таблица 1.

Интенсивность бурь	Внезапное начало	Постепенное начало
Большие и очень большие	0.73 (98%)	0.36 (95%)
Умеренные	0.72 (97%)	0.24 (–)
Большие, очень большие и умеренные	0.82 (98%)	0.32 (–)

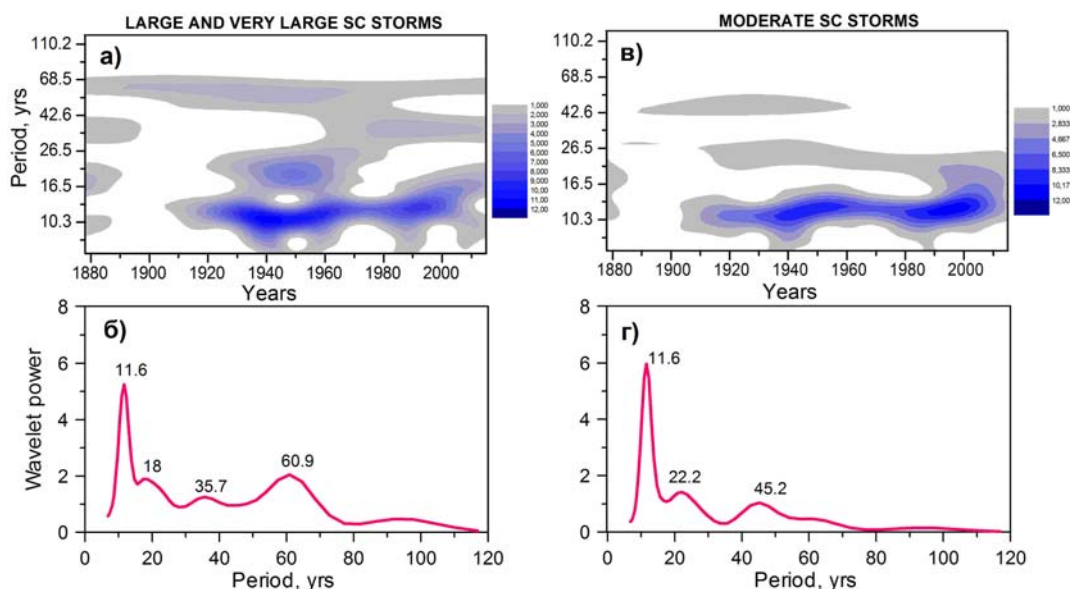


Рис. 2. Локальные (а, в) и глобальные (б, г) вейвлет-спектры (базис Морле) частоты повторяемости больших и умеренных магнитных бурь с внезапным началом после вычета полиномиального тренда 2-го порядка. Спектры нормированы на дисперсию.

Тренды повторяемости малых SC и GC бурь (1950–2015 гг.) заметно отличаются от трендов SN (рис. 4). Для GC бурь повторяемость возрастает, для SC бурь – остается примерно на том же уровне. Малые SC бури, также как и более интенсивные SC бури, характеризуются четко выраженной 11-летней вариацией, связанной с SN. В спектре малых GC бурь значимых гармоник не обнаружено, а также отсутствует какая-либо связь с SN.

Таким образом, временная изменчивость частоты повторяемости заметно различается для магнитных бурь с внезапным и постепенным началом. Это свидетельствует о различном характере долговременных вариаций солнечных агентов (ВКМ и высокоскоростных потоков солнечного

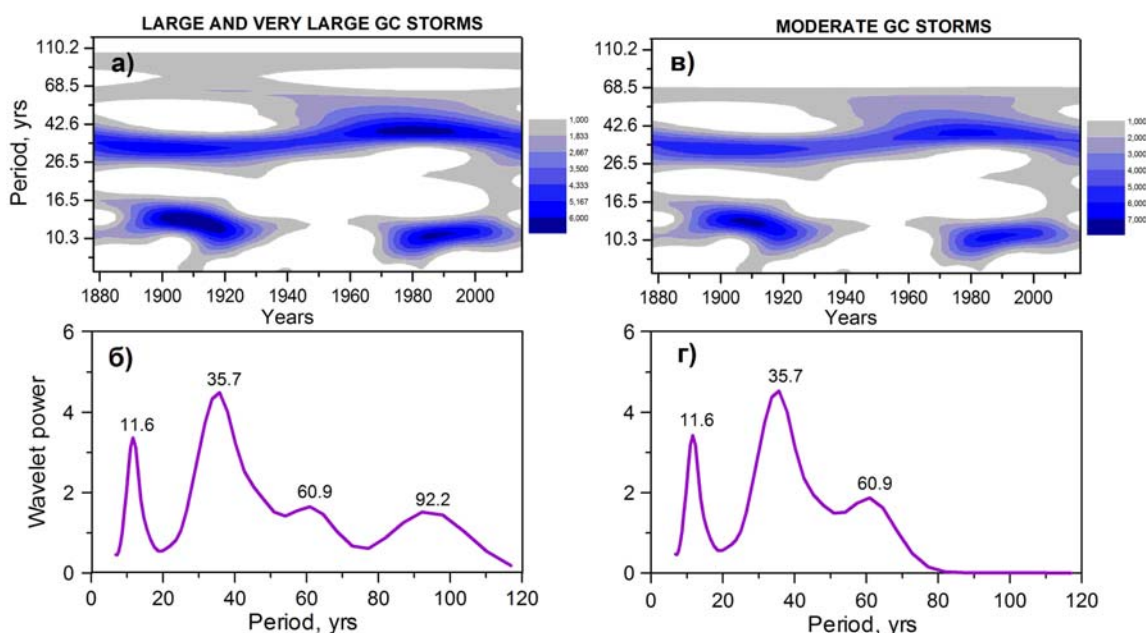


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, для магнитных бурь с постепенным началом.

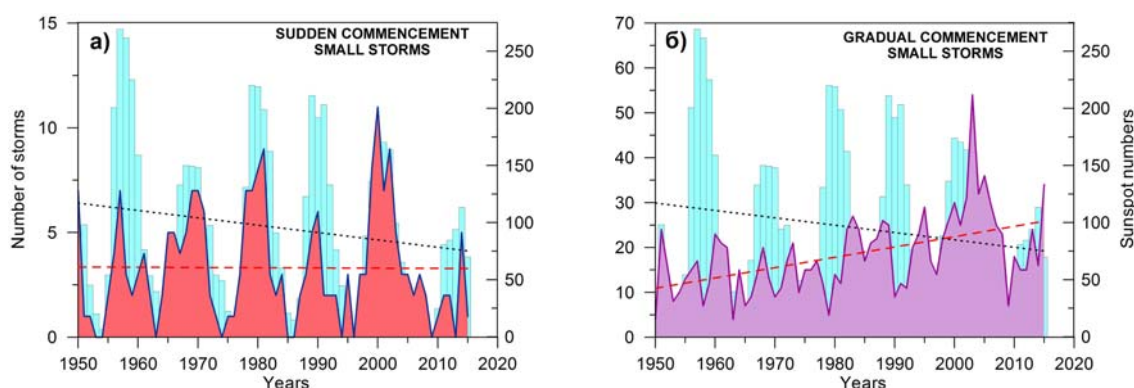


Рис. 4. Годовая частота повторяемости малых магнитных бурь с внезапным (а) и постепенным (б) началом и числа солнечных пятен. Линейные тренды показаны штриховыми линиями для частот повторяемости, точечными – для чисел солнечных пятен.

ветра из корональных дыр), вызывающих развитие этих бурь, и, соответственно, о различном характере эволюции локальных и крупномасштабных магнитных полей на Солнце. Полученные результаты подтверждают наличие сильной 11-летней вариации локальных полей, тогда как для эволюции глобальных и крупномасштабных полей характерна временная изменчивость на мультидекадной и вековой шкалах.

Литература

1. Obridko V.N. et al. // Geomagn. Aeron., 2013, **53(2)**, 147-156.
2. <http://www.izmiran.ru/magnetism/magobs/MagneticStormCatalog.html>
3. Канониди Х.Д. (ред.) Каталог геомагнитных бурь. – Троицк: ИЗМИРАН, 2012.
4. WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, <http://www.sidc.be/silso/datafiles>
5. Ebisuzaki W. // J. Clim., 1997, **10(9)**, 2147-2153.
6. Raspopov O.M. et al. // In: Proc. 1st Solar and Space Weather Euroconf. "The Solar Cycle and Terrestrial Climate". 2000, **463**, 517-520.

ДОЛГОТНАЯ АСИММЕТРИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА-ОЛЯ

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*

LONGITUDINAL ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY AND THE GNEVYSHEV-OHL RULE

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*

We study the non-axisymmetric features of the sunspot distribution (Greenwich-USAF/NOAA, 1874–2016) using the method of vector summing. The vector of the longitudinal asymmetry (LA) is calculated for each Carrington rotation; its modulus characterizes the magnitude of the asymmetry, while its phase points to the active longitude. These characteristics are to a large extent free from the influence of a stochastic component and emphasize the deviations from the axisymmetry. For the sunspot area, the modulus of the vector of the longitudinal asymmetry changes with the 11-year period; however, in contrast to the solar activity, the amplitudes of the asymmetry cycles obey a special scheme. Each pair of cycles from 12 to 23 follows in turn the Gnevyshev-Ohl rule (an even solar cycle is lower than the following odd cycle) or the Gnevyshev-Ohl anti-rule (an odd solar cycle is lower than the preceding even cycle). This effect is observed in the longitudinal asymmetry of the whole disk and South hemisphere. Possibly, this effect is a manifestation of the 44-year structure in the activity of the Sun. North hemisphere follows the Gnevyshev-Ohl rule in Solar Cycles 12–17, while in Cycles 18–23 the anti - rule is observed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-99-102

Правило Гневывшева-Оля (Г-О) является важной закономерностью изменения солнечной активности (СА), проявления которой широко обсуждаются [1–3]. Одна из формулировок правила Г-О заключается в том, что в паре четный-нечетный циклы нечетный цикл всегда выше предыдущего четного. Следует подчеркнуть, что правило Г-О для площади солнечных пятен как для диска, так и для двух полушарий: выполняется в циклах 12–21 и нарушается в 22–23 цикле.

В данной работе рассмотрено проявление правила Г-О в неосесимметричной компоненте СА. В качестве характеристики неосесимметричной компоненты рассматривалась асимметрия распределения солнечных пятен по долготе. Каждому солнечному пятну ставился в соответствие полярный вектор с модулем, равным площади солнечного пятна и с фазовым углом, равным кэррингтоновской долготе пятна [4]. Сумма векторов всех пятен за каждый оборот определяла вектор долготной асимметрии (LA), модуль которого соответствовал величине асимметрии, а фаза указы-

вала на активную долготу. Группа пятен, живущая несколько дней, учитывается в векторе LA несколько раз. Таким образом, большие долгоживущие группы дают основной вклад в LA. Кроме того, векторное суммирование ослабляет влияние равномерно распределенных по долготе пятен и

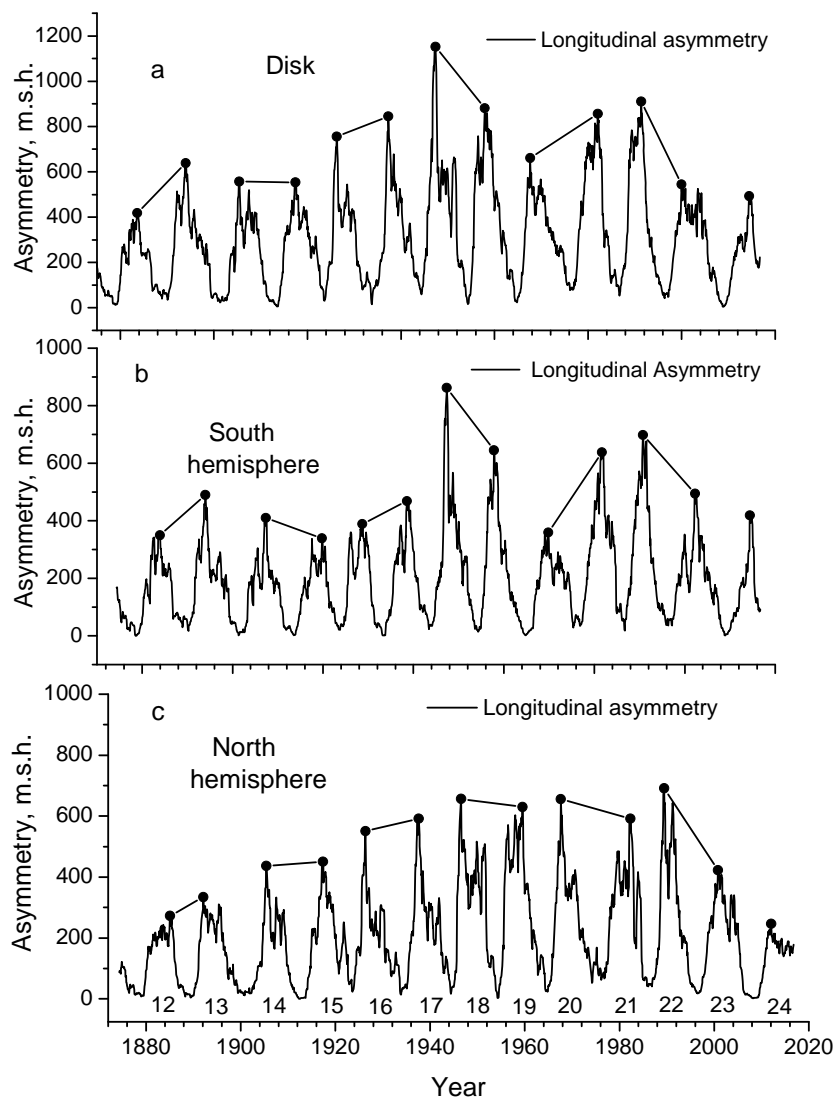


Рис. 1. Модуль вектора долготной асимметрии для диска (а), южного полушария (б) и северного полушария (с). Отрезки прямых соединяют четный и следующий за ним нечетный цикл, подчеркивая чередование циклов с разными высотами.

позволяет выделить неосесимметричную компоненту СА. В неосесимметричной компоненте СА правило Г-О проявляется особенным образом. На рис. 1 приведены величины модуля LA для диска (а), S-полушария (б) и N-полушария (с). Долготная асимметрия изменяется с 11-летним циклом, но значения асимметрии в 3–4 раза меньше, чем в площади пятен. Это происходит потому, что при векторном суммировании уменьшается вклад от пятен равномерно распределенных по долготе. В площади пятен самым

высоким был 19 цикл, напротив, в долготной асимметрии наиболее высокий цикл 18-й (для диска и S-полушария).

Различие в высотах циклов площади пятен и долготной асимметрии приводит к изменению правила Г-О для вектора долготной асимметрии. Для диска и S-полушария только первая пара из каждых 4 циклов следует правилу Г-О, следующая пара следует анти-правилу Г-О, т.е. нечетный цикл будет ниже предыдущего четного. Такая закономерность сохраняется в течение 12 циклов (12–23 циклы). Этот эффект можно рассматривать как проявление 44-летнего цикла СА. Изменения индексов СА с периодом 44 года были отмечены в работах [5, 6]. В N-полушарии для модуля LA наблюдается более сложная картина: выполнение правила Г-О для первых трех пар циклов и выполнения анти-правила Г-О для следующих трех пар циклов.

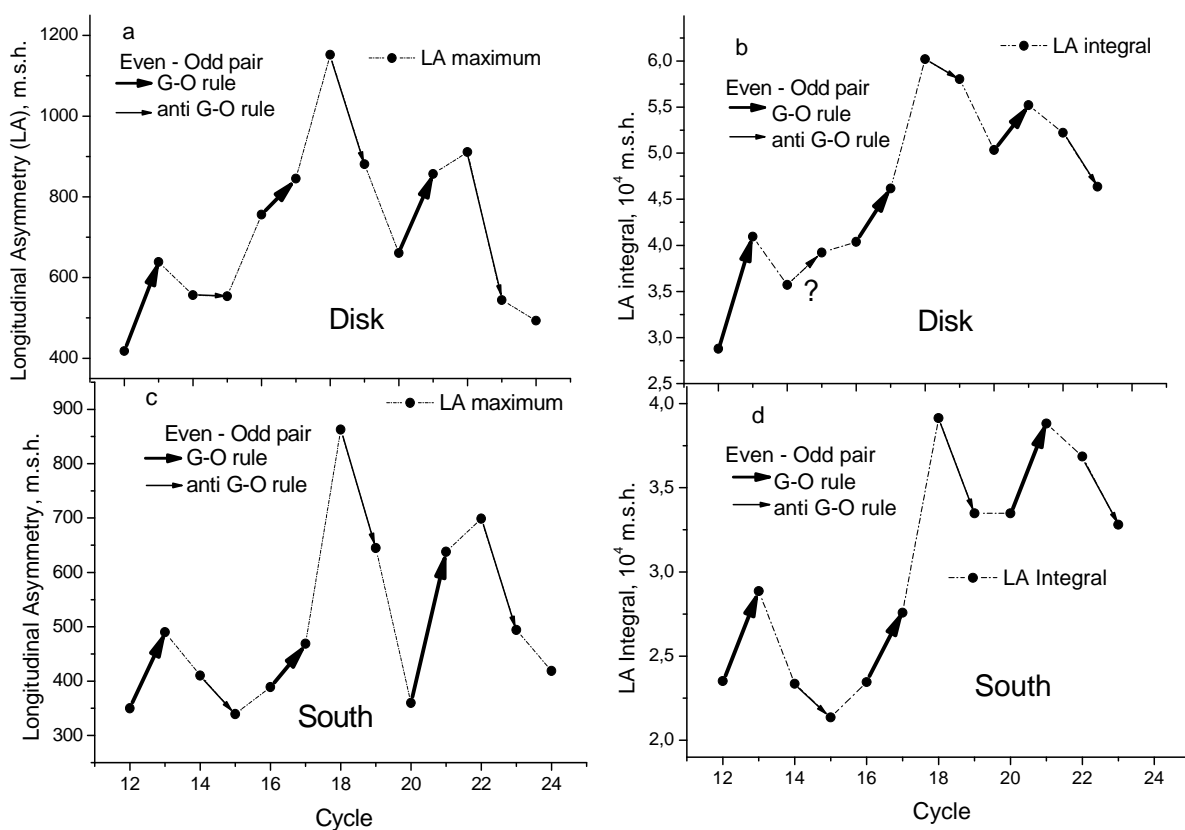


Рис. 2. (а,с) – Максимальные значения долготной асимметрии в 12–24 циклах. Жирными стрелками показаны пары циклов, для которых выполняется правило Г-О, а тонкими стрелками – случаи анти-правила. (b,d) – Зависимость интеграла долготной асимметрии от номера цикла.

На рис. 2 для диска (а) и S-полушария (с) приведены максимальные величины долготной асимметрии для разных циклов. Видно чередование правила Г-О и анти-правила для диска и S-полушария. Интересной особенностью является почти полное совпадение зависимостей для диска и

S-полушария, для которых самым высоким циклом долготной асимметрии был 18 цикл, а вторым по величине – 22 цикл.

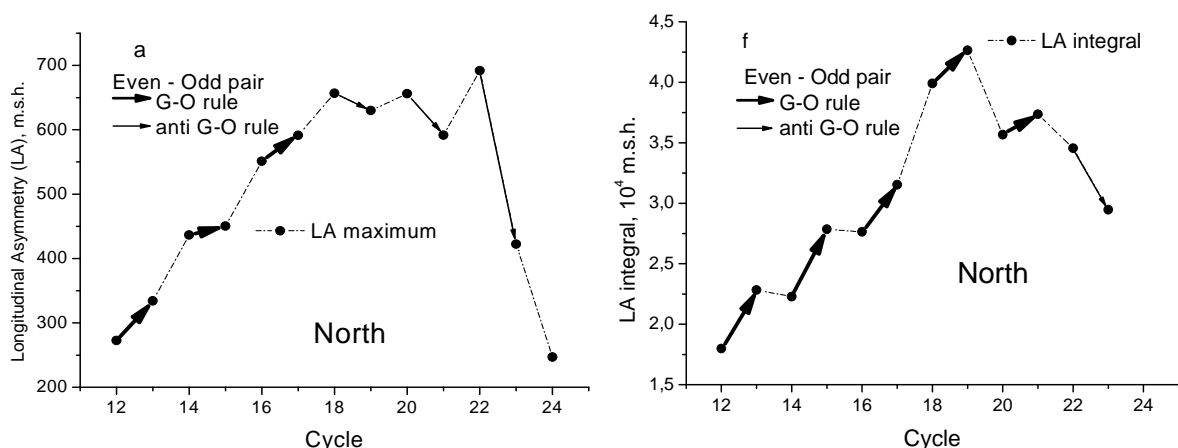


Рис. 3. Те же характеристики долготной асимметрии, что и на рис. 2а-2д, для северного полушария (максимум (а) и интеграл (б) долготной асимметрии).

Другим параметром СА, следующим правилу Г-О, является интеграл долготной асимметрии, определенный за время одного цикла. Интеграл, вычисленный для диска (рис. 2b) и S-полушария (рис. 2d), так же как максимум асимметрии (рис. 2а,с), показывает чередование правила и анти-правила Г-О (исключение – диск, 14–15 циклы). В целом все 4 зависимости рис. 2 хорошо коррелируют друг с другом. Отчетливо прослеживается 44-летняя цикличность долготной асимметрии.

Максимальные значения и интеграл долготной асимметрии для N-полушария (рис. 3) резко отличаются от диска и S- полушария. Высокие значения асимметрии были в 6 последовательных циклах с 17 цикла по 22 цикл, причем самое высокое значение асимметрии было в 22 цикле. Интеграл долготной асимметрии N-полушария следует правилу Г-О с 12 по 21 цикл, также как площадь солнечных пятен, причем самым высоким циклом является 19 цикл.

Основной вывод: в долготной асимметрии распределения пятен для диска и S-полушария из каждой четверки циклов (от 12 до 23) только первая пара соблюдала правило Г-О, а следующая пара подчинялась «анти-правилу», т.е. четный цикл был выше нечетного. Возможно, это - проявление 44-летнего цикла СА.

Литература

1. Nagovitsyn Yu.A., Osipova A.A. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 58, 1103, 2018.
2. Ogurtsov M.G. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 52, 977, 2012.
3. Javaraiah J. // *Astrophys Space Sci.* 361, 208, 2016.
4. Vernova E.S., Mursula K., Tyasto M.I., Baranov D.G. // *Solar Phys.*, 205, 371, 2002.
5. Javaraiah J. // *New Astronomy*, 34, 54, 2015.
6. Efimenko V.M., Lozitsky V.G. // *Advances in Space Research*, 61, 2820, 2018.

ГОРИЗОНТЫ ПРЕДСКАЗУЕМОСТИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.

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

SOLAR ACTIVITY PREDICTABILITY HORIZONS

Volobuev D.M., Makarenko N.G.

Pulkovo Observatory, St.-Petersburg, Russia

Chaotic component of solar activity and limited statistics of 24 regular observed solar cycles make the long-term forecast difficult. Enriched statistics of reconstructions from historical observations (about 400 years) and from natural radionuclide deposits (about 9000 years) provide an optimism for longer-term predictions up to hundreds and even thousands years. Are these forecasts feasible? How long can be forecast basing on an uncertain reconstructions? These questions are more related to information theory than to practical forecast.

Here we use known reconstructions of total solar irradiance (TSI) via optical observations (since 1610 AD) and via radionuclides (since 7362 BC) to estimate maximum Lyapunov exponent for 11-year and secular variations respectively using classical algorithm by Wolf et al. (1985). We estimated essentially positive Lyapunov exponents for both cycles and convert them with respective error tolerance for specific reconstruction to get predictability horizons.

With available reconstructions found that predictability horizon is about 10 years for 11-year cycles and about 40 years for their secular envelope, so statistical forecast for longer cycles is hardly possible but reconstructions still can help to forecast an envelope for a few solar cycles.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-103-106

Прогноз солнечной активности является одной из острых тем в солнечной и солнечно-земной физике. Долгосрочные прогнозы осложняются как неопределенностью долговременных временных рядов/реконструкций, так и отсутствием хороших физических моделей. Проблема прогноза следующего 11-летнего цикла [1] или 10 летнего среднего по реконструкции [2] уже является нетривиальной задачей. Однако, известны прогнозы на 500 [3] и 1000 лет [4]. На сколько же можно предсказать солнечную активность из имеющихся данных? Чтобы ответить на этот вопрос, мы используем известные реконструкции полного потока излучения Солнца (TSI) из наблюдательных данных (рис.1) и реконструкций (рис.2), и оцениваем для них горизонт предсказуемости. Для нелинейных динамических систем горизонт предсказуемости можно оценить из максимального показателя Ляпунова λ_{max} :

$$T_p \leq \frac{1}{\lambda_{max}} \ln \left(\frac{\Delta}{\delta} \right) \quad (1)$$

Здесь $\frac{\Delta}{\delta}$ – толерантность ошибки, которую мы определяем здесь как отношение полной амплитуды вариации (размера аттрактора) Δ к средней

ошибке δ ряда. Несмотря на различия реконструкций, толерантность ошибки примерно одинакова, поэтому мы зафиксировали $\frac{\Delta}{\delta} = 5$.

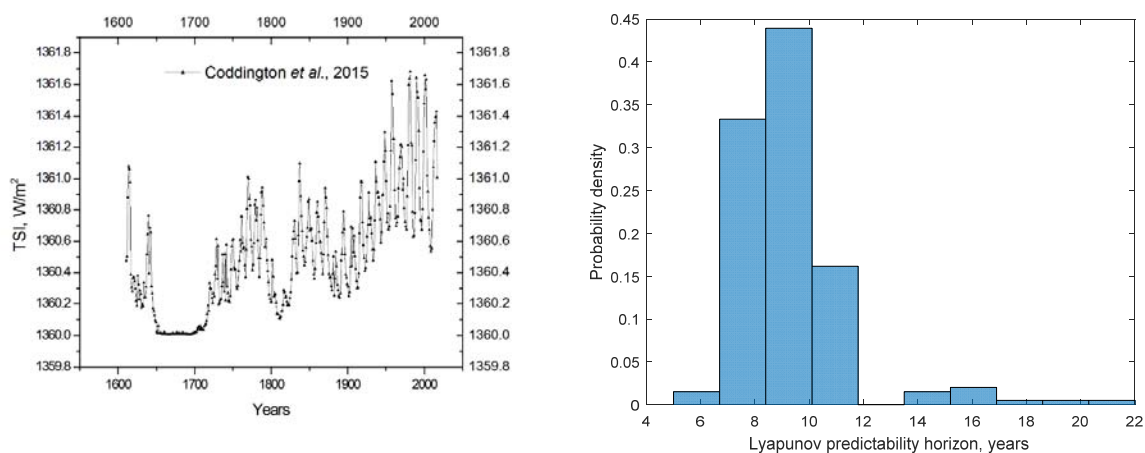


Рис. 1. Ряд TSI [5] (слева) и распределение локальных горизонтов предсказуемости (справа), рассчитанных с параметрами $\tau = 3$ года, $\Delta t_e = 2$ года.

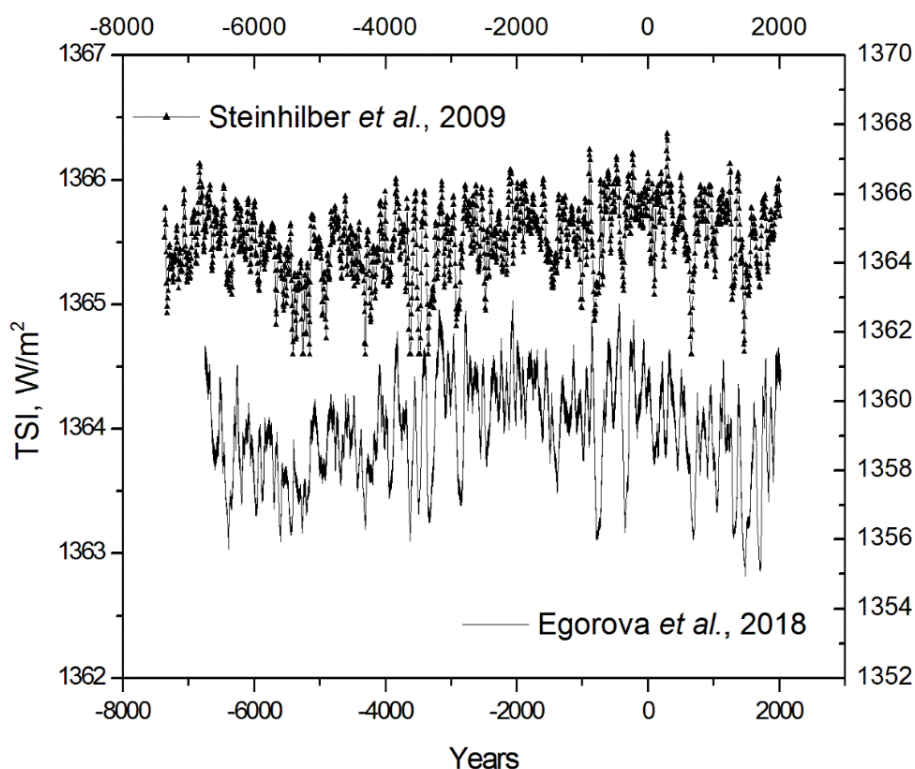


Рис. 2. Реконструкции полного потока излучения Солнца в Голоцене.

Вычисление максимального показателя Ляпунова во многом зависит от используемого алгоритма и входных параметров. Поэтому мы использовали классический алгоритм [8, 9], с рекомендованными параметрами сдвига для пространства Такенса τ , времени отслеживания траектории Δt_e (рис. 3) и фиксировали размерность пространства вложения $D = 3$.

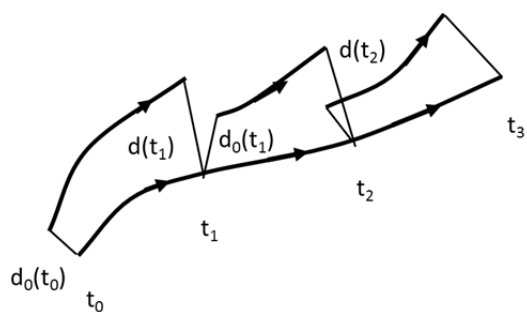


Рис. 3. Отслеживание расходящихся траекторий в алгоритме Вольфа.

В сдвиговом пространстве вложения анализируются пары близких траекторий (рис. 3). При этом максимальный показатель Ляпунова оценивается на конечных отрезках траекторий.

$$\lambda = \frac{1}{t_N - t_0} \sum_{k=1}^N \ln \frac{d(t_k)}{d_0(t_{k-1})} \quad (2)$$

Что позволяет построить гистограммы его распределения (рис. 1, 4).

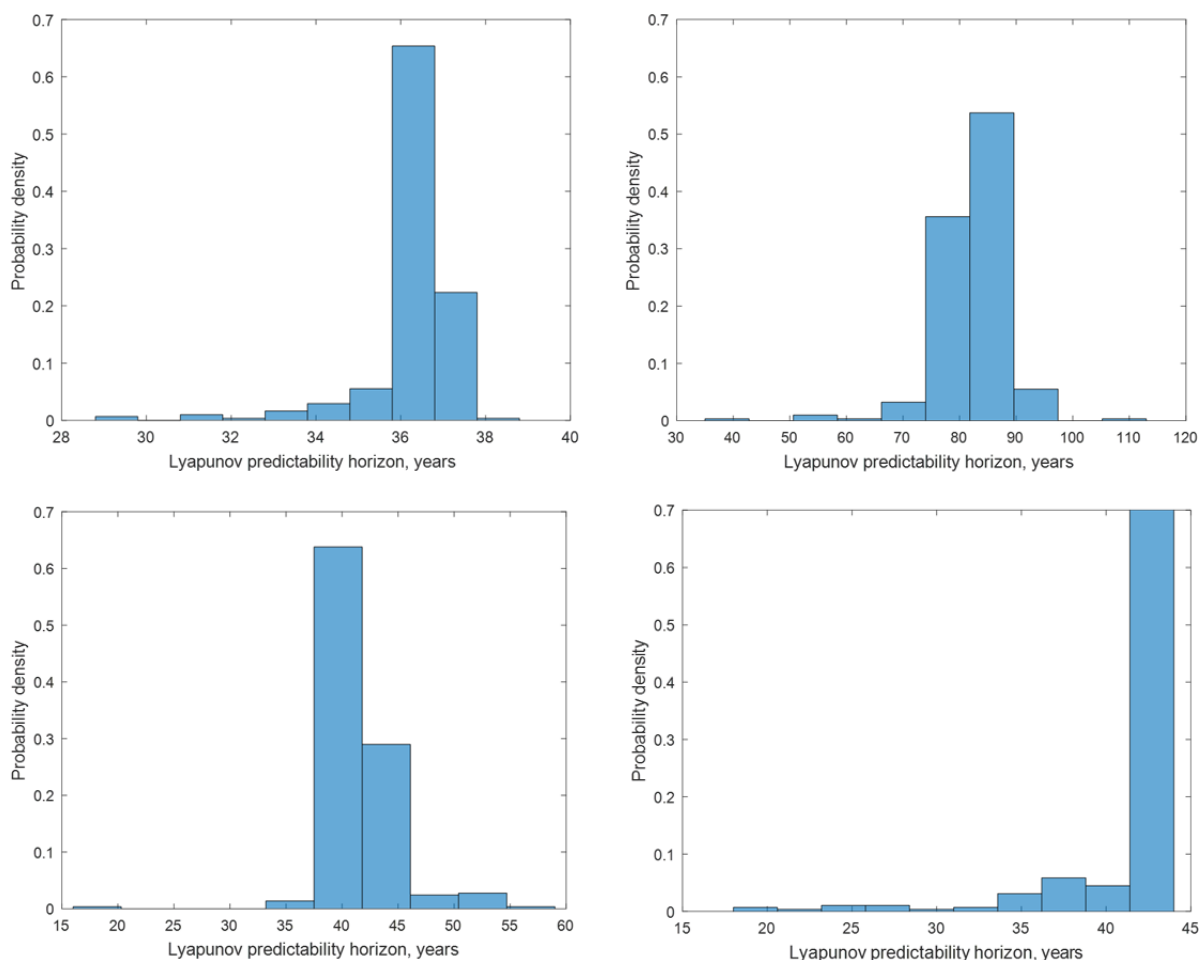


Рис. 4. Гистограммы распределения для перспективных (слева) и ретроспективных (справа) горизонтов предсказуемости, построенные для реконструкции [6] (сверху) и [7] (снизу), с параметрами $\tau = 20$ лет, $\Delta t_e = 30$ лет.

Оказалось, что горизонты пресказуемости в будущее (перспективный) и в прошлое (ретроспективный) примерно совпадают за исключением реконструкции [6] (рис.4, вверху), где ретроспективный горизонт более чем вдвое превосходит перспективный.

Выводы

- Оценка горизонта предсказуемости из максимального показателя Ляпунова для 11-летних вариаций TSI составляет порядка 10 лет.
- При этом незначительное количество отрезков траекторий могут предсказываться до 22 лет, ретроспективный и перспективный горизонты примерно одинаковы, ретроспективный в среднем немного ближе.
- Для вековых вариаций горизонт предсказуемости составляет порядка 40 лет. При этом ретроспективный горизонт существенно дальше перспективного у реконструкции Steinhilber et al. 2009 [6] и близок к перспективного у реконструкции Egorova et al., 2018 [7], что говорит, по-видимому, о большей однородности последней реконструкции.

Работа выполнена при поддержке грантов AP05134227 (Казахстан), РФФИ 19-02-00088-а

Литература

1. *Pesnell W.D.* Solar cycle predictions (invited review) // *Solar Physics*. 2012. Т. 281. №. 1. С. 507-532.
2. *Mordvinov A.V., Skakun A.A., Volobuev D.M.* Long-term Changes in Total Solar Irradiance and Their Predictions // *Geomagnetism and Aeronomy*. 2018. Т. 58. №. 8. С. 1175-1186.
3. *Steinhilber F., Beer J.* Prediction of solar activity for the next 500 years // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. 2013. Т. 118. №. 5. С. 1861-1867.
4. *Zharkova V.V. et al.* Heartbeat of the Sun from Principal Component Analysis and prediction of solar activity on a millenium timescale // *Scientific reports*. 2015. Т. 5. С. 15689.
5. *Coddington O. et al.* A solar irradiance climate data record // *Bulletin of the American Meteorological Society*. 2016. Т. 97. №. 7. С. 1265-1282.
6. *Steinhilber F., Beer J., Fröhlich C.* Total solar irradiance during the Holocene // *Geophysical Research Letters*. 2009. Т. 36. №. 19.
7. *Egorova T. et al.* Revised historical solar irradiance forcing // *Astronomy & Astrophysics*. 2018. Т. 615. С. A85.
8. *Wolf A. et al.* Determining Lyapunov exponents from a time series // *Physica D: Nonlinear Phenomena*. 1985. Т. 16. №. 3. С. 285-317.
9. *Alan Wolf.* Wolf Lyapunov exponent estimation from a time series. (<https://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/48084-wolf-lyapunov-exponent-estimation-from-a-time-series>), MATLAB Central File Exchange. Retrieved October 27, 2019.

ПРОЯВЛЕНИЕ СИМПАТИЧЕСКИХ ВСПЛЕСКОВ НА СОЛНЦЕ В САНТИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Голубчина О.А.

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

MANIFESTATION OF SYMPATHETIC BURSTS IN THE SUN IN A CENTIMETER WAVELENGTH RANGE

Golubchina O.A.

SAO RAS, St. Petersburg branch, St. Petersburg, Russia

The article presents the analysis of observations of sympathetic bursts for 1980-1981 on the radio telescope RATAN-600 on the waves of the centimeter range ($\lambda = 2.3$ cm, 4.5 cm). Possible trigger mechanisms of sympathetic bursts are discussed. The observational facts testifying to probable influence of the large-scale magnetic field of the Sun on the activity of solar spot groups, distant from each other on distances up to $L > 10^5$ both on observations in an optical range, and in radio emission are presented.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-107-110

В 1936 году Ричардсоном были обнаружены одновременные эрупции в местах на Солнце, удаленных друг от друга на значительные расстояния. Термин "симпатические вспышки" отражает механизм происхождения одновременных парных вспышек посредством влияния вспышки, происшедшей в одной активной области, на другую активную область. Симпатические вспышки исследовались на телескопах различных обсерваторий и институтов: в Маунт Вилсон обсерватории, в институте Фраунгофера, в Сакраменто Пик обсерватории, в Астрономическом институте в Ондржейове, в Локхедской Солнечной обс., в Биг Бэа Солнечной обс., в Крымской Астрофизической обсерватории и т.д. Для радионаблюдений использовались, как правило, крупные радиотелескопы: радиогелиограф в Кулгуре (Австралия), VLA радиоинтерферометр (США), интерферометр в Нобеяма (Япония), радиотелескоп РАТАН-600 (Россия), РТ - 22 (Крым) и т.д., пространственное разрешение которых составляет угловые секунды-минуты. Данные рентгеновских наблюдений получены со спутников ISEE 3, Skylab, Пионер, IMP-5, OGO-5, SMM, GOES, Yohkoh, CGRO. В оптическом диапазоне исследования проводятся двумя путями: на основе собственных наблюдений авторов и на основе статистического анализа больших выборок вспышек по данным служб Солнца. При исследовании наблюдений в радио- и рентгеновском диапазонах обычно невозможно применить статистический анализ.

Впервые обнаружение симпатических всплесков в сантиметровом диапазоне длин волн было выполнено Mullaly в 1958–1959 гг. на $\lambda = 21$ см

(интерферометр Христиансена, Австралия). Обнаружены симпатические всплески на расстояниях до R_s , $V = (1-2)10^3$ км/сек. Автор пришёл к выводу, что возмущающий агент – перенос частиц, высвобождающихся в виде сёджей во время вспышки, и ударные волны.

Симпатические всплески наблюдались и исследовались по радиоизлучению Солнца в Stockert Radio Observatory (1970, $\lambda = 0.83$ см); на VLA (1983, $\lambda = 6$ см; на интерферометре в Нобейма (1985, $\lambda = 1.76$ см); на радиогелиографе в Кулгуре на $\lambda = 7.5$ м, 3.7 м, 1.9 м); на РАТАН-600 (1980–1999, $\lambda = 2.3$ см, 4.5 см), (2001, $\lambda = (1.92, 2.24, 2.3, 2.74, 3.2, 10.17, 13.95, 14.63)$ см); на VLA (1989, $\lambda = 91.6$ см); на Sagamore Hill Observatory (патрульный солнечный телескоп, $\lambda = 122$ см); на РТ-22 (1991, $\lambda = (3.5, 2.8, 2.25, 1.95)$ см; на интерферометре в Нобейма (1996, 1997, $\lambda = 1.76$ см).

При исследовании симпатических вспышек и всплесков в качестве триггерных механизмов рассматривались: корпускулярные потоки, волны Мортонна, ударные волны, медленные моды ударных волн, альфвеновские волны, проводящие фронты с тепловыми скоростями горячей плазмы, EIT волны (Extreme Ultraviolet Imaging Telescope), высокоэнергичные частицы (ускоренные электроны с нетепловыми скоростями), эффект "плазменного эха". Тем не менее, существовало ряд указаний на возможное влияние крупномасштабного магнитного поля Солнца на синхронные уярчения далеко разнесённых а.о. ($L > 10^5$ км). Так Wild (1968, 1969) испытывал трудности при интерпретации коррелированных всплесков, когда скорости триггирующего агента $V > C$ и когда взаимодействовали источники одной полярности [1]. Fritzoва-Svestkova L. et. al, (1976) предположили, что существует какой-то вид подфотосферной синхронизации активности без реального влияния одной вспышки на другую активную область [2]. Огирь (1982) пришла к выводу, что синхронизация вспышечной активности может быть обусловлена не только распространением магнитогидродинамических волн от места первоначальной вспышки к местам вторичных вспышек со скоростями $V = (1000 \div 2500)$ км / сек, но и единым процессом выноса нового магнитного поля из-под фотосферы или его возмущениями [3]. В работе [4] было показано, что с 9.02. на 10.02.1980 г. на фотосфере Солнца наблюдалось резкое суточное изменение и упрощение структуры семи групп пятен, расположенных по всему диску Солнца и одновременное ослабление или исчезновение поляризованного излучения большинства локальных источников магнитотормозного (теплового) механизма излучения на $\lambda = (2.3, 2.7, 4.0)$ см (РАТАН-600). Сделан вывод, что резкое изменение напряжённости магнитного поля локальных источников радиоизлучения и упрощение структуры соответствующих групп пятен на фотосфере Солнца, возможно, связано с действием единого подфотосферного источника общего для всех рассмотренных групп пятен. По данным наблюдений 17, 29.07.1981 г. на РАТАН-600 было продолжено исследова-

ние динамики изменения радиоизлучения локальных источников на 3–4 часовом временном интервале времени с вычислением коэффициентов линейной корреляции относительных потоков наблюдаемых л.и., расположенных друг относительно друга на расстояния вплоть до 10^5 км.

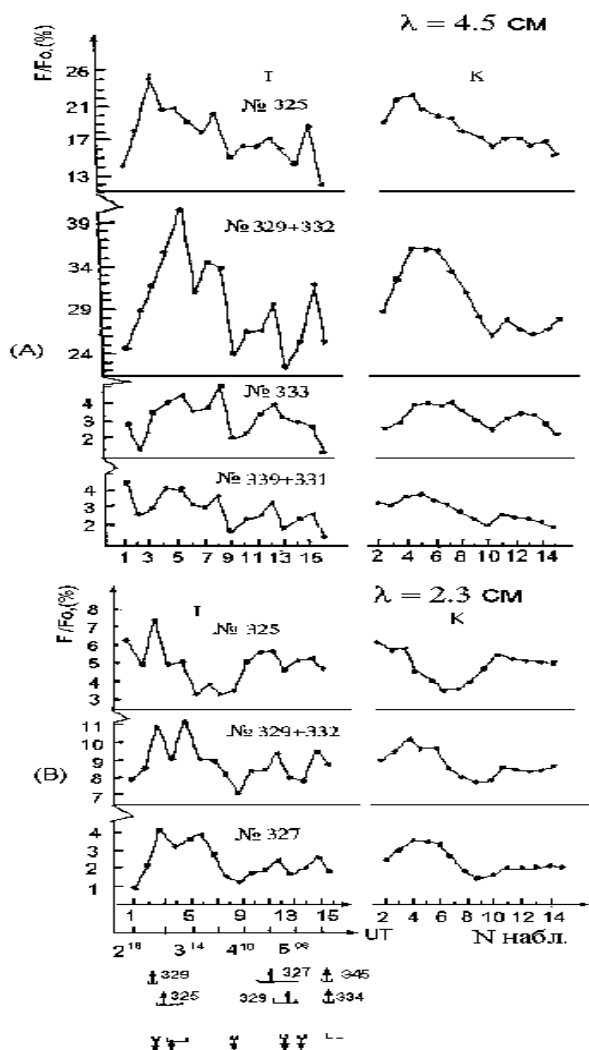


Рис. 1. Динамика изменений относительных потоков источников солнечного радиоизлучения со временем 29 июля 1981 г.:

(А) – $\lambda = 4.5$ см;

(В) – $\lambda = 2.3$ см.

Столбец I: точки (F / F_0) реальных наблюдений; столбец К: значения (F / F_0) после линейного сглаживания скользящим средним по 3-м точкам. Стрелка вверх: момент максимума на временном интервале № вспышки. Стрелка вниз: момент максимума на временном интервале всплеска на частоте 9100 МГц.

Для уменьшения влияния всплесков и вспышек на демонстрацию динамики изменения потоков радиоизлучения л.и., была выполнена процедура линейного сглаживания скользящим средним по трём точкам, т.е. интегрирование по 28 - мин. интервалам. После этого вычислялись значения коэффициентов корреляции по (N/m) независимым точкам, согласно статистике малых выборок Фишера (для рассматриваемых наблюдений $N = 16, 15$; $m = 3$) (рис. 1). Вычисленные коэффициенты линейной корреляции изменения относительных потоков наблюдаемых л.и. подтвердили предположение о возможном существовании линейной корреляции радиоизлучения ряда л.и. на Солнце не только на моменты синхронных уярчений, но и на всем 4-часовом интервале времени наблюдений (табл. 1). Аналогичная процедура анализа результатов была выполнена для наблюдений 17.07.1981 г.

Таблица 1. Коэффициенты линейной корреляции (ρ) величин (F / F_0) для источников 325, 339 + 334, 333, 327 относительно величин (F/F_0) локального источника 329 + 332 на $\lambda = 4.5$ см и на $\lambda = 2.3$ см (29 июля 1981 г.); $\rho(3)$ – коэффициенты линейной корреляции последовательностей (F / F_0), вычисленные после выполнения процедуры линейного сглаживания скользящим средним по 3-м точкам. P – уровень значимости* коэффициента корреляции.

29.07.81 г.		$\lambda = 4.5$ см					$\lambda = 2.3$ см			
№ гр.	325		339 + 334		333		325		327	
	ρ	P	ρ	P	ρ	P	ρ	P	ρ	P
ρ	0.73	< 0.001	0.67	0.002	0.64	0.003	0.43	0.048	0.83	< 0.001
$\rho(3)$	0.84	0.042	0.85	0.038	0.83	0.046	0.35	0.301	0.94	0.008

Выводы

1. Результаты наблюдений глобальной перестройки структуры восьми групп пятен, расположенных в обоих полушариях Солнца за одни сутки, уменьшение степени поляризации и величины магнитного поля соответствующих л.и. предполагает, что возможной причиной этого является действие единого подфотосферного источника (например, вынос нового магнитного поля из-под фотосферы или его возмущения), природа которого точно пока неизвестна.

2. Достаточно частое проявление синхронных уярчений источников солнечного радиоизлучения (л.и.), удалённых друг от друга на расстояния вплоть до $L > 10^5$ км, а также установленный факт существования линейно коррелированных крупномасштабных временных компонент динамики изменения относительных потоков радиоизлучения источников (л.и.) на Солнце указывают на гораздо более сильную связь активных областей на Солнце, чем это принято считать.

3. Возможной причиной симпатических вспышек и всплесков в удалённых активных областях ($L > 10^5$) км, может быть единый процесс выноса нового крупномасштабного магнитного поля из-под фотосферы или его возмущения.

Работа выполнена в рамках Государственного задания: №АААА-А17-117011810013-4

Литература

1. Wild J.P., Sheridan K.V., Kai K. 80 MHz photography of the eruption of a solar prominence // Nature, 1968, Vol. 218, pp. 536.
2. Fritzova-Svestkova L. et al. // Sol. Phys., 1976, Vol. 48, No. 2, p. 275.
3. Ogir M.B. // Izv. KrAO, 1981, Vol. LXIV, p. 118 (in Russian).
4. Golubchina A.O., Topchilo A.N. Global daily variation of polarized centimeter radio emission of local solar sources and structures of the corresponding groups of spots on the photosphere // AApTr (Astronomy Astrophysical Transaction, V.31, Issue 2-3, 2019.

ЭКСТРЕМАЛЬНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ СОБЫТИЯ 6 СЕНТЯБРЯ 2017 ГОДА

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

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

EXTREME SOLAR EVENTS OF 6 SEPTEMBER 2017

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

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

A multiwave analysis of two X-class solar eruptive flares that occurred in the active region of NOAA 12673 on September 6, 2017 is presented. The analysis was performed using soft X-ray (GOES), (E)UV (AIA/SDO) and radio emissions from microwaves to the meter range (the radio telescopes of the Sun service KRIM). The structure of the active region showed a very complex system of δ -sunspots, which led to the formation of the sigmoid observed in EUV channels. Both X-class flares occurred sequentially at approximately 3 hours intervals and developed as a single sigmoid-to-arcade event. The time delays of radio bursts associated with both flares were determined. For the first burst (flare X2.2), the time delay in the transition from higher to lower frequencies of the centimeter wavelength range was about 12 seconds, and in the transition from the centimeter to the meter range – 23 seconds. The second burst (flare X9.3) had a time delay of 1.4 and 5.5 minutes, respectively, and caused a prolonged half-hour noise storm in the meter range. The X2.2 event possessed the most rigid frequency spectrum compared to the X9.3 event.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-111-114

Введение

Значительный и очень резкий всплеск солнечной активности в начале сентября 2017 года был связан с бурным развитием на видимом диске большой группы солнечных пятен NOAA 12673 [1, 2]. С 4 по 12 сентября в этой активной области произошло 4 вспышки X-класса, 27 вспышек M-класса и многочисленное число (57 C- и 4 B- класса) вспышек меньшей мощности. Мы провели исследования пространственно-временных особенностей двух вспышек класса X, которые произошли 6 сентября 2017. В белом свете вспышка X2.2 представляла собой совокупность локализованных, ограниченных ядер, в то время как вспышка X9.3 показывала структуру с двумя лентами. Горизонтальные шировые движения и вращения пятен в активной области привели к вспышкам 6 сентября [3].

Данные наблюдений и их анализ

Нами были использованы данные радиоастрономического диагностического комплекса солнечной активности КрАО РАН, созданного на базе радиотелескопа РТ-22 и трех малых радиотелескопов РТ-3, РТ-2 и РТ-М. Массив данных представляет собой одновременные наблюдения в диапазоне частот 245 МГц – 10 ГГц. Микроволновые излучения дополняют

наблюдения солнечных вспышек в других спектральных областях. Поэтому, в дополнение к радиоданным, мы использовали изображения Солнца в видимом и (E)UV диапазонах длин волн, полученные на космических инструментах AIA и HMI, установленных на борту SDO. Выбранный нами набор изображений покрывал интервал времени от начала до конца вспышки по GOES.

6 сентября 2017 года с 9:00 до 12:40 UT было зафиксировано два мощных радиовсплеска (рис. 1), произошедших во время вспышки X2.2 (максимальная фаза 09:10 UT) и во время вспышки X9.3 (максимальная фаза 12:02 UT) на соответствующих фиксированных частотах.

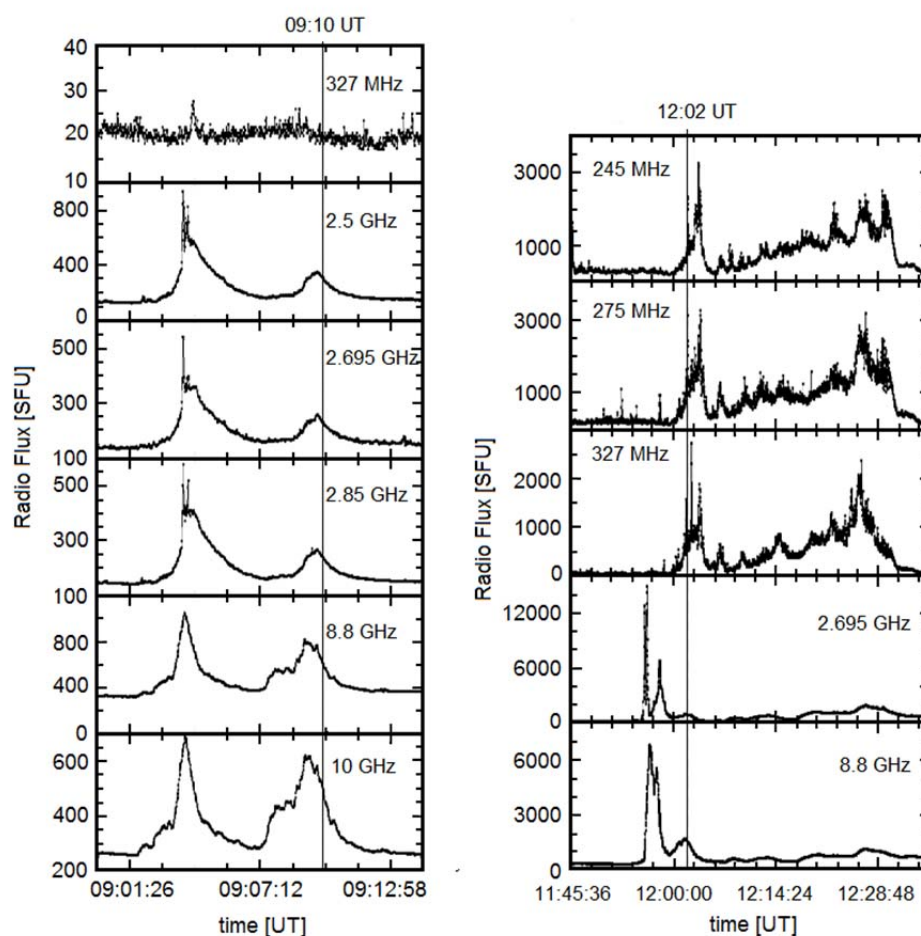


Рис. 1. Временные профили радиоизлучения в событиях 6 сентября 2017 года. *Левая панель* – вспышка X2.2, *правая панель* – вспышка X9.3. Вертикальная линия – время максимальной фазы вспышки по данным GOES.

Были определены временные задержки радиосигнала для каждого из событий. Первый всплеск имел временную задержку от более высоких до более низких частот сантиметрового диапазона длин волн около 12 секунд, и между сантиметровым и метровым диапазонами длин волн – 23 сек. Второй всплеск имел временную задержку – 1.4 и 5.5 минут соответствен-

но, и вызвал продолжительную получасовую шумовую бурю в метровом диапазоне.

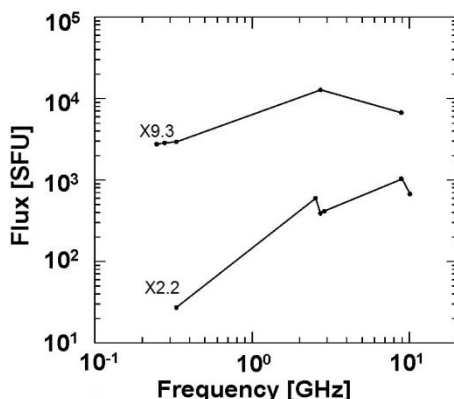


Рис. 2. Частотный спектр.

Частотные спектры (рис. 2) обеих вспышек построены по максимальным радио потокам. Видно, что спектр для события X2.2 был более жесткий по сравнению со вспышкой X9.3. Вспышка X9.3 обладала самым мощным радиовсплеском на частоте 2.695 ГГц (примерно 14100 SFU). Максимальный поток вспышки X2.2 пришелся на 8.8 ГГц (примерно 970 SFU).

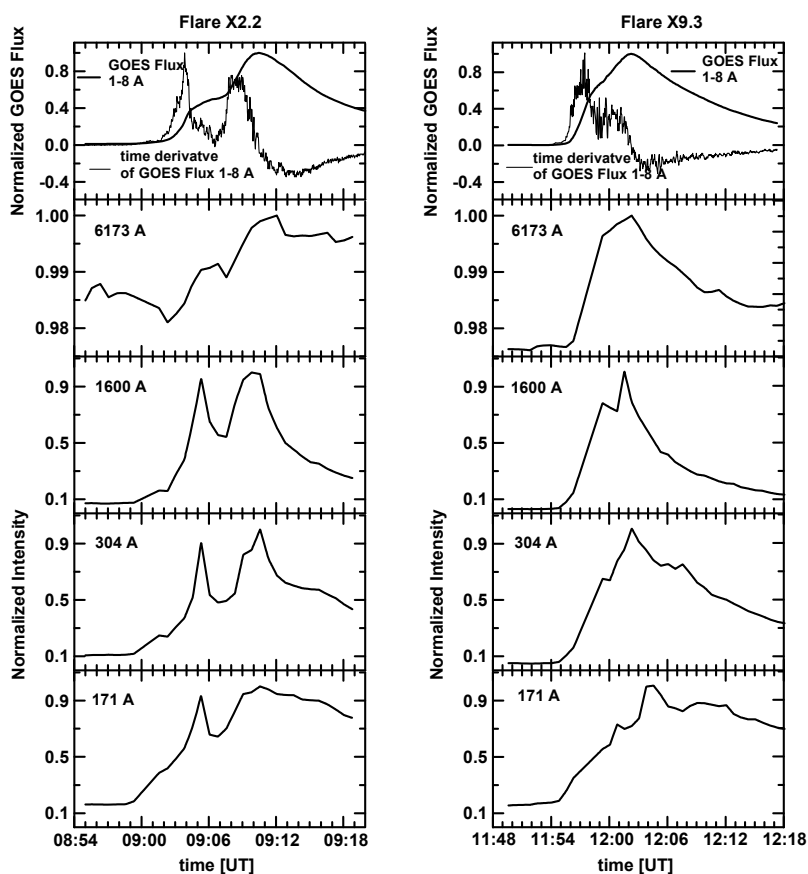


Рис. 3. Временные профили излучения вспышек X2.2 (левая панель) и X9.3 (правая панель). Все профили нормированы на соответствующие максимальные значения.

Проведено сравнение временных профилей мягкого рентгеновского излучения GOES (SXR) (рис. 3), радиоизлучения (рис. 1), HMI излучения (рис. 3) и AIA (E)UV излучения (рис. 3). Для обеих вспышек ход производной данных GOES (рис. 3) совпадает с изменениями микроволнового излучения (рис. 1), подтверждая, что излучение SXR в это время является результатом нагрева нетепловыми электронами и говорит о корреляции со временем нарастания жесткого рентгеновского излучения HXR, согласно Neupert эффекту [4].

Ход временных профилей на всех диапазонах длин волн предполагают возникновение импульсной фазы первой вспышки (X2.2) в ~09:00–09:10 UT. Резкое увеличение рентгеновского потока после 11:55 UT свидетельствует о внезапном иницировании второй вспышки (X9.3) и сопровождалось быстрым нарастанием (E)UV излучения. После ~12:02 UT рентгеновский поток быстро затухал до ~12:22 UT. Эволюция фазы распада второй вспышки также заметна на кривых (E)UV излучения.

Нормированные потоки интенсивностей в континууме и (E)UV варьируются в соответствии с изменениями излучения SXR. Корреляция между фотосферной, хромосферной и корональной активностями предполагает магнитную связь между фотосферным, хромосферным и корональным слоями во время мелкомасштабных процессов на предварительной фазе вспышки. Различные временные константы в разных слоях атмосферы могут объяснить некоторые различия во временных профилях. Таким образом, оптически тонкие корональные источники могут быстро излучать энергию, в то время как источники глубоко в хромосфере и такие особенности, как излучение SXR, могут тратить больше времени на рассеивание энергии, выделяемую в этих слоях.

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

Литература

1. *Yang, S., Zhang, J., Zhu, X., Song, Q.* // *ApJL*, 2017, 849, L21.
2. *Sun, X., Norton, A.A.* // *Research Notes of the AAS*, 2017, 1, 24.
3. *Yan, X.L., Wang, J.C., Pan, G.M. et al.* // *ApJ*, 2018, 856, article id. 79.
4. *Neupert, W.M.* // *ApJL*, 1968, 153, L59.

АНАЛИЗ МАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ ЗВЁЗД НИЖНЕЙ ЧАСТИ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ С ОБНАРУЖЕННЫМИ ЭКЗОПЛАНЕТАМИ

Горбачев М.А.^{1,2}, Игнатов В.К.², Шляпников А.А.²

¹*Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия*

²*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

ANALYSIS OF THE MAGNETIC ACTIVITY OF STARS IN THE LOWER PART OF THE MAIN SEQUENCE WITH DETECTED EXOPLANETS

Gorbachev M.A.^{1,2}, Ignatov V.K.², Shlyapnikov A.A.²

¹*Kazan (Volga region) Federal University, Kazan, Russia;*

²*Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Crimea, Russia.*

4044 confirmed exoplanets at the end of August 2019 revolve around 3612 stars. Among these stars, 1435 have a luminosity not exceeding 1.1 of the luminosity of the Sun according to GAIA. The effective temperatures for them range from 3422 to 6354 K, and the radii are from 0.5 to 2 radii of the Sun. We present statistical patterns for stars with exoplanets, focusing on a sample with the above parameters.

On the example of stars with exoplanets observed at the Crimean Astrophysical Observatory, the short-term and long-term variability associated with transit phenomena, flares, and possible cyclic brightness changes due to magnetic activity are analyzed. The data obtained during the implementation of both ground and space projects were used.

This work was supported in part by RFBR grants No. 18-32-00775 and No. 19-02-00191.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-115-118

Изучение звёзд с потенциальными экзопланетами проводятся в КрАО с середины 2000-х годов [1]. В 2009 и 2012 годах сотрудники КрАО участвовали в работах, в рамках которых были обнаружены неизвестные ранее экзопланеты. В 2010 году был заключен договор с Институтом астрономии Национального университета Цинь Хуа (Тайвань) о совместных исследованиях. По этому договору выполняются наблюдения звёзд с экзопланетами. В 2016 году в рамках работы по изучению молодых звезд типа Т Тельца была обнаружена неизвестная ранее экзопланета [2]. Об обнаружении горячего Юпитера, обращающегося вокруг звезды ТАР 26, было сообщено в 2017 году [3]. В том же году была опубликована статья об исследовании V830 Тау, в которой было подтверждено существование экзопланеты у этой звезды [4].

В КрАО ведутся исследования различной активности звёзд нижней части главной последовательности с 50-х годов прошлого века. В результате проведенной работы, в 1971 г. на съезде Международного Астроно-

мического Союза был представлен первый каталог вспыхивающих звёзд [5]. Он лёг в основу будущих каталогов, разрабатываемых в КрАО, последним из которых является GTSh10, содержащий 5535 объектов [6]. Каталог GTSh10 включает звёзды карлики с различными проявлениями активности солнечного типа. В настоящее время ведётся создание нового каталога, который содержит информацию об обнаруженных экзопланетах у каталогизируемых звёзд.

При анализе распределения 3612 звёзд с экзопланетами от спектрального класса, температуры и светимости по состоянию на середину 2019 года было обнаружено по данным наблюдений спутника GAIA [7] 1435 из них являются объектами нижней части главной последовательности (рис. 1). В настоящее время, основные усилия по поиску экзопланет сконцентрированы на звёздах спектрального класса M. Однако, из приведённого распределения следует, что большинство обнаруженных экзопланет принадлежит звёздам спектрального класса G.

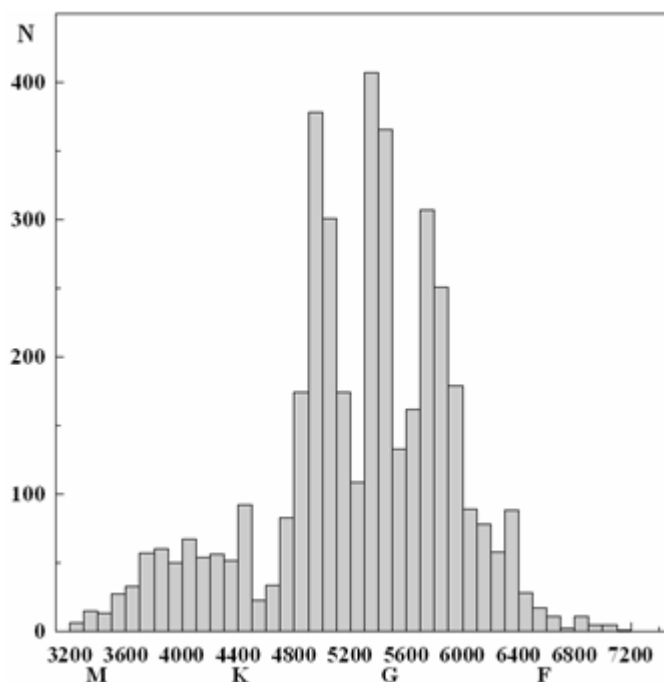


Рис. 1. Распределение звёзд с экзопланетами по спектральным классам.

На сегодняшний день не так много информации по кривым блеска для звёзд с экзопланетами, которые могли бы отображать проявления их магнитной активности. Связано это с тем, что лишь часть из открытых экзопланет обнаружена при фотометрических наблюдениях. Нашей задачей является анализ кривых блеска звёзд с экзопланетами с тем, чтобы обнаружить проявления магнитной активности связанные с циклической и вспышечной активностью, а также выявить с какой частотой и с какими энергиями происходят вспышки, насколько энергии этих вспышек являются критическими для существования возможной жизни.

С целью отработки технологии поиска проявлений магнитной активности, на начальном этапе, используется каталог GTSh10. Из него сделана выборка объектов, для которых известны различные проявления видов магнитной активности.

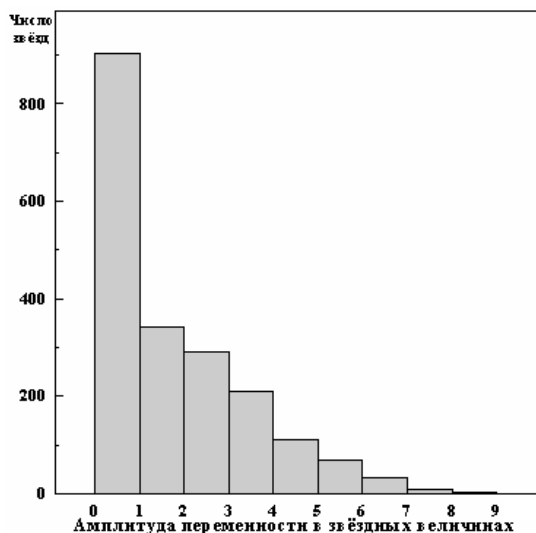


Рис. 2. Распределение объектов из каталога GTSh10 по амплитудам переменности.

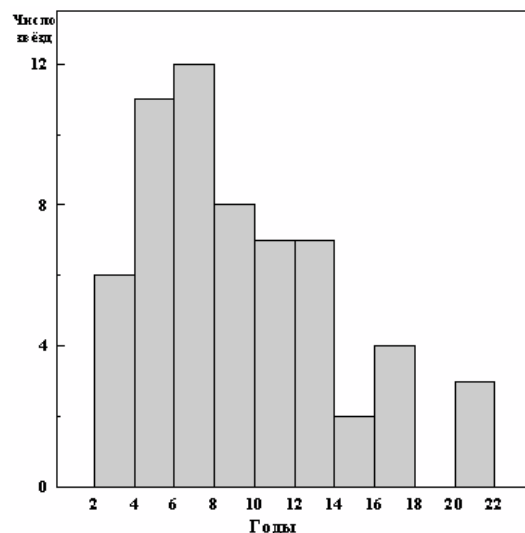


Рис. 3. Распределение по годам изменений блеска объектов из каталога GTSh10.

На рис. 2 представлена гистограмма распределения числа объектов из каталога GTSh10 от амплитуды переменности, выраженных в звездных величинах. Как видно на изображении, максимум лежит в интервале изменений блеска до 1^m . Такие изменения блеска характерны для транзитных явлений, низкоамплитудных вспышек и связаны с появлением пятен. События, с амплитудами более 1^m соответствуют вспышкам. Гистограмма на рис. 3 отображает распределение по годам квазипериодических изменений блеска некоторых звезд из каталога GTSh10. Более подробно изучение циклической активности красных карликов описано нами в [8].

Благодаря выполнению мониторинга неба наземными и космическими средствами, стало возможным проводить различные фотометрические исследования звезд с использованием как архивных данных, хранящихся в стеклянных библиотеках обсерваторий, так и полученных с помощью современных цифровых обзоров.

На рис. 4 представлены вспышки по данным проекта TESS, для которых рассчитаны энергии, у звезды с заподозренным наличием экзопланеты Wolf-359 и объекта с подтвержденной планетой Proxima Cen.

Для анализа возможной магнитной активности у звезд с экзопланетами, в основном у красных карликов, в КрАО ведется программа наблюдения транзитных явлений. При этом, наряду с изучением изменений параметров транзитов выполняется поиск вспышек.

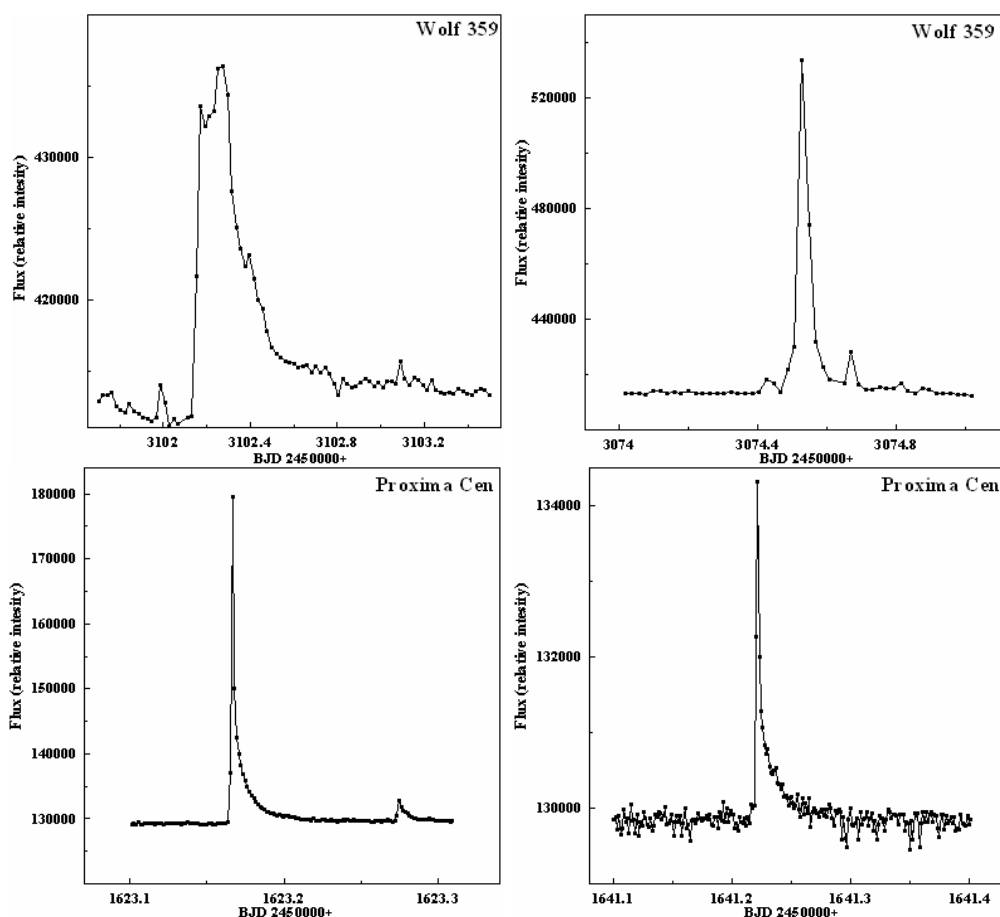


Рис. 4. Примеры обнаруженных вспышечных событий по данным проекта TESS у объектов Wolf 359 и Proxima Cen.

В заключение, авторы считают приятным долгом поблагодарить Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку проводимой работы за счёт грантов № 18-32-00775 и № 19-02-00191.

Литература

1. Москвин В.В., Шляпников А.А., Jiang Ing-Guey, Горбачев М.А. // Изв. Крымской Астрофиз. Обс., 2018, т. 114, № 1, с. 85.
2. Almeida P.V., Gameiro J.F., Petrov P.P., et al. // Astron. Astrophys., 2017, v. 600, p. A84.
3. Yu L., Grankin K.N. et al. // MNRAS, 2017, v. 467, p. 1342.
4. Donati J., K.N. Grankin et. al. // MNRAS, 2017, v. 465, p. 3343.
5. Shakhovskaya N.I. // Veroeff. Bamberg, 1971, v.IX, p.138.
6. Гершберг Р.Е., Тербиж А.В., Шляпников А.А. // Известия Крымской астрофиз. Обс., 2011, т.107, №.1, с.18.
7. Gaia collaboration // Astron. Astrophys., 2018, v.616A, p.1.
8. Bondar' N.I., Gorbunov M.A., Shlyapnikov A.A. // Physics of Magnetic Stars. ASP Conference Series, 2019, v. 518, p. 180.

ЗИМНИЕ СЕВЕРО-АТЛАНТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ, УПРАВЛЯЕМЫЕ ВАРИАЦИЯМИ ПОЛНОГО СОЛНЕЧНОГО ОБЛУЧЕНИЯ

Горшков В.¹, Чапанов Я.²

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

²НИИ Климата, Атмосферы и Воды, БАН, София, Болгария

WINTER NORTH ATLANTIC OSCILLATIONS DRIVEN BY TOTAL SOLAR IRRADIANCE VARIATIONS

Gorshkov V.¹, Chapanov Ya.²

¹Central Astronomical Observatory, RAS, St.-Petersburg, Russia

²Climate, Atmosphere and Water Research Institute, BAS, Sofia, Bulgaria

The solar activity strongly affects climate cycles by the Total Solar Irradiance (TSI) variations. The solar-climate influences are studied by means of various historical reconstructions of winter North Atlantic Oscillation (NAO). The winter indexes of NAO are based on a speleothem-based precipitation proxy from Scotland, a tree-ring based proxy from Morocco and Finland and reflect precipitation regimes over the Millennium. A part of these reconstructions is compared with the TSI variations reconstructed for the telescopic period after 1610. The Method of Partial Fourier Approximation (PFA) and Singular Spectrum Analysis (SSA) are used for joint analysis of all these time series. The oscillations of TSI and NAO have some common low-frequency cycles. The weak TSI variations (0.01–0.03% of TSI average) almost completely determine all NAO variations with periods of more than 20 years.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-119-122

Солнечная активность и обусловленные ею квазигармонические вариации полного солнечного облучения (TSI) непосредственно влияют на изменение климата и погоды с межгодовой и декадной периодичностью. В работе исследовано проявление TSI на Североатлантическое колебание (NAO), определяющее режим зимней атмосферной циркуляции и в целом погодные и климатические вариации в Северной Атлантике и на ближайших континентах, начиная от центральной части Северной Америки до Европы и в значительной степени в Северной Азии. NAO это комплексное климатическое явление, имеющее достаточно мощную низкочастотную составляющую во многих метеорологических параметрах (в барических полях, направлении и силе ветров, треков циклонов). Положительный индекс NAOI, определяемый как превышение нормированного давления на Азорских островах над соответствующим давлением в Исландии, связан с большим количеством штормов, а также мягкой и влажной зимой в Европе. Отрицательный индекс указывает на снежные и холодные зимы в Европе. Кроме того, NAO является в этом регионе доминирующим внешним фактором во многих биологических системах, что предоставляет богатый

материал для его реконструкций в прошлое. На рис. 1 представлены использованные данные TSI (слева) и NAOI (справа).

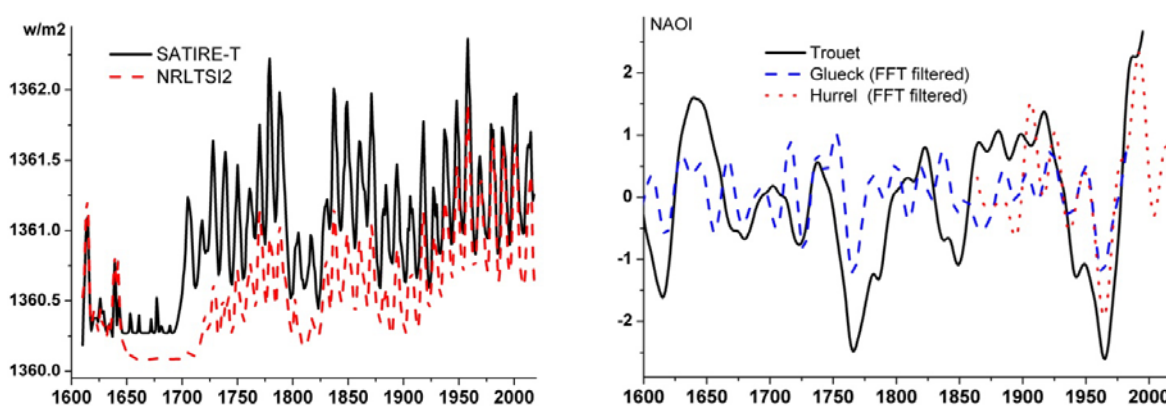


Рис. 1.

Оценки TSI за период телескопических наблюдений Солнца с 1610 года основаны на различных моделях исторических реконструкций. Нами были использованы данные NRLTSI-2 [1] и SATIRE-T [2, 3]. В качестве индекса NAOI нами использованы следующие (по первому автору) реконструкции:

- Реконструкция Trouet [4], основанная на долговременных вариациях минеральных отложений в пещерах Шотландии, отражающих осадки в северном районе NAO, и измерениях ширины колец деревьев из Марокко, также отражающих периодичность засух в южном районе NAO. Эти ряды данных расположены в центре противоположных полюсов NAO и характеризуют режим осадков, управляемых NAO.

- Реконструкция Glueck [5], основанная на измерениях ширин колец деревьев в Марокко и Финляндии, а также данных по осадконакоплениям из проекта по исследованию Гренландского ледяного щита (GISP2).

- Вычисленные Hurrell & NCAR [6] по непосредственным наблюдениям атмосферного давления на метеостанциях региона с 1864 года.

Сопоставление спектров всех перечисленных рядов TSI и NAOI указывает на наличие в них общих гармоник, особенно в низкочастотной области. При этом 11-летний солнечный цикл практически отсутствует в спектре NAOI. Разложение обоих рядов TSI с помощью многоканального сингулярного анализа (MSSA) [7] показывает близкую структуру этих рядов с максимальной по вкладу трендовой и 80–90-летней составляющей (47%), 11-летней (21%) и 60–65-летней (13%). Компоненты в 25 лет и 8 лет дают менее 2% вклада каждый и имеют заметные расхождения между собой. В целом ряд SATIRE-T более контрастен, т.е. имеет большие амплитуды указанных компонент.

Соответствующее MSSA-разложение 400-летних рядов NAOI выделяет 85–90-летнюю составляющую (40%), 55–60-летнюю (8%) и две достаточно

уверенные составляющие в 42–45 лет (6%) и в 21–22 года (5%). Ряд NAOI с 1864 года помимо максимального выраженного 85 летнего тренда (30%) имеет мощную (22%) 8 летнюю и хорошо выраженную (7%) составляющую в 22 года, в то время как 11 летняя составляющая имеет менее 3%. Таким образом, при совместном исследовании рядов именно в низкочастотной области (периоды более 20 лет) можно ожидать проявление общих циклов.

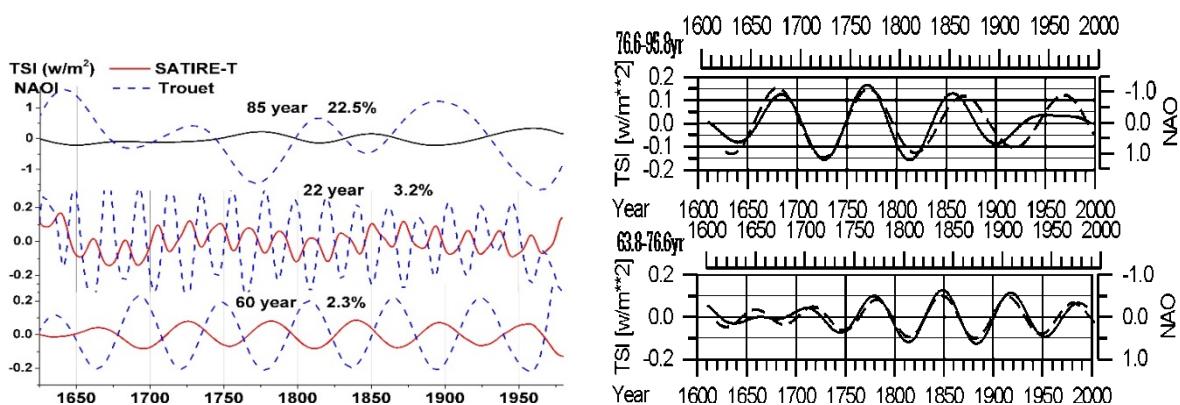


Рис. 2.

На рис. 2 (слева) показаны восстановленные с помощью MSSA общие компоненты рядов TSI и NAOI. На рис. 2 (справа) показаны близкие компоненты, выделенные методом частичной аппроксимации Фурье [8]. Этот метод обеспечивает МНК-оценку гармонических коэффициентов со средней точностью около 0.01 Вт/м^2 для TSI; и 0.002 для NAO. Хорошо видна отрицательная корреляция рядов (на правом рисунке ординаты TSI и NAO инвертированы).

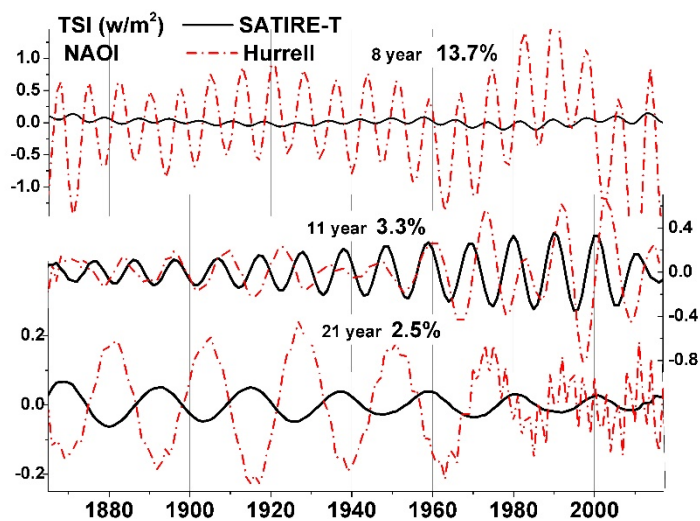


Рис. 3.

При совместной обработке рядов с 1864 года видно (рис. 3), что 8 и 11 летние вариации TSI проявляются в вариациях NAO неустойчиво по фазе и

амплитуде. Это обстоятельство является возможной причиной отрицательных результатов о солнечно-климатической взаимосвязи в некоторых работах [9].

Таким образом можно заключить, что:

- долгопериодические (более 20 лет) вариации солнечного облучения всего на 0.01–0.03% от средней величины TSI приводят к существенным изменениям NAOI и, следовательно, к изменениям погодных условий от центральной части Северной Америки вплоть до Урала;
- влияние колебаний TSI с периодами 11 и менее лет на климатические и погодные условия в северной Атлантике слабо и неустойчиво;
- ввиду текущего глубокого солнечного минимума можно прогнозировать высокие положительные значения NAOI в следующем десятилетии и, следовательно, мягкие и влажные зимы, а также частые шторма в Европе.

Следует подчеркнуть, что результаты данной работы основаны на исторических реконструкциях погодных условий в исследуемом регионе и, следовательно, выводы ограничены их достоверностью.

Литература

1. *Coddington, O., Lean, J.L., Pilewskie, P., Snow, M., Lindholm, D.* A solar irradiance climate data record // *Bull. American Meteorological Soc.* 97(7), 1265-1282, 2016.
2. *T. Dudok de Wit, G. Kopp, C. Fröhlich, M. Schöll.* Methodology to create a new Total Solar Irradiance record: Making a composite out of multiple data records // *Geophys. Res. Letters*, 2017, doi:10.1002/2016GL071866.
3. *Wu, C.-J., Krivova, N.A., Solanki, S.K., Usoskin, I.G.* Solar total and spectral irradiance reconstruction over the last 9000 years // *A&A*, 620, A120, 12, doi.org/10.1051/0004-6361/201832956.
4. *Trouet, V., J. Esper, N.E. Graham, A. Baker, J.D. Scourse, and D.C. Frank.* Persistent positive North Atlantic oscillation mode dominated the medieval climate anomaly // *Science*, Vol. 324, 78-80, 2009, DOI: 10.1126/science.1166349.
5. *Glueck, Mary F., Stockton, Charles W.*, Reconstruction of the North Atlantic Oscillation, 1429-1983 // *International Journal of Climatology*, Vol. 21, 12, 1453-1465, 2001.
6. *Hurrell, James & NCAR Staff (Eds.)*, Last modified 04 Aug 2018 “The Climate Data Guide: Hurrell NAO Index (station based)”. Retrived from <https://climatedataguide.ucar.edu/climate-data/hurrell-north-atlantic-oscillation-nao-index-station-based>.
7. *Goliandina N., Zhigljavsky A.*, Singular Spectrum Analysis for Time Series – Springer, 2013.
8. *Chapanov Y., Ron C., Vondrk J.* Millennial cycles of mean sea level excited by Earth’s orbital variations // *Acta Geodyn. Geomater.*, 14, No. 2 (186), 241-250, 2017.
9. *van Oldenborgh G.J., de Laat A.T.J., Luterbacher J., et al.* // *Environ. Res. Lett.* 8(2013) 024014 (7pp), doi:10.1088/1748-9326/8/2/024014.

ПРОТОННЫЕ ВСПЫШКИ С НЕВЫРАЖЕННОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ФАЗОЙ

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, Научный, Россия

PROTON FLARES WITH UNPRONOUNCED IMPULSIVE PHASE

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 Radio

The western flares on December 26, 2001 (M7.1), May 17, 2012 (M5.1) and the eastern one on September 22, 2011 (X1.4) are studied, which had an unpronounced impulsive phase in SXR emission and were accompanied by SEP-events near the Earth. These western flares do not satisfy the statistical dependence between their μ -emission intensity and large proton fluxes in the interplanetary space. This dependence, most likely, would also not fit the eastern flare if it had been (or an observer) in a favorable location for SEP observations. For the events on December 26, 2001 and May 17, 2012: 1) the flux intensities and instant fluences of μ -emission, the fluxes of solar electrons and protons near the Earth were analyzed; 2) it was obtained that instant fluences, which are independent on the event duration, and the observed fluxes of electrons and protons are consistent with each other; 3) the observed onset of solar relativistic electrons indicates their long-term and gradual acceleration; 4) simultaneous observation of electron and proton intensities with similar time profiles also indicates their acceleration by the same physical process. The similarity of the characteristics of all three flares indicates the realization of a scenario of stochastic acceleration of electrons and protons during them.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-123-126

Исследуются вспышки 26.12.2001 (M7.1), 17.05.2012 (M5.1) и 22.09.2011 (X1.4) с постепенным ростом мягкого рентгена (SXR, GOES данные) и сопровождавшие их события солнечных космических лучей (СКЛ) вблизи Земли. Выбранные три вспышки обладают *невывраженной* импульсной фазой в мягком рентгеновском (SXR) излучении (нет корреляции между нетепловым и SXR-излучением). Под импульсной фазой обычно понимают время наблюдения жесткого рентгеновского (HXR) и микроволнового (μ -)излучения до максимума SXR-излучения.

Во многом эти вспышки схожи с теми, которые рассматривались ранее в [1]. Тогда авторы обратили внимание на длительные вспышки со слабой импульсной фазой в микроволнах, но сопровождавшиеся большими потоками протонов в межпланетной среде. Эту особенность они связы-

вали с развитием вспышечного процесса в высокой петле с большим пробочным отношением. В работе [2], обсуждается существование двух типов длительных вспышек, различающихся по проявлению ускоренных частиц в межпланетной среде.

Авторами работы [3] обнаружена зависимость между флюенсами на 35 ГГц (NoRP, Nobeyama) и флюенсами солнечных протонов >100 МэВ около Земли в событиях 1990–2012 годов, которая говорит в пользу ускорения частиц во вспышках. Однако ими было замечено и 4 события с малым μ -излучением относительно количества зарегистрированных протонов (аналогично [1]), являющиеся исключением из этой зависимости. В работе [4] подобные случаи интерпретировались как однозначное свидетельство ускорения частиц на ударных волнах. Одно событие из них (M7.1, 26.12.01) подробно исследовалось в [5] (и ссылки там), где авторы дали еще аргументы вспышечного происхождения солнечных протонов.

Длительное событие 26.12.01 (M7.1) состояло из двух последовательных вспышек, 1-ая развивалась с 04:32UT и до $\sim 05:04$ UT, а 2-ая после этого времени [5]. Ниже все временные профили построены относительно 0-времени. За 0-времени в 26.12.01 взято начало 2-ой вспышки, а в остальных случаях – начало излучения на 15.4 ГГц согласно списку солнечных событий (<ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>). Ноль времени 26.12.01 совпадает с резким началом роста интенсивности на 15.4 ГГц (рис. 1в). Отметим, что наши события (17.05.12 [6] и 26.12.01), оказались двумя из 4х случаев несоответствия в [3], а протонное событие 22.09.11 ранее никем не рассматривалось.

На рис. 1 приведены временные профили температуры (T , МК; рис. 1а) и меры эмиссии (EM , 10^{49} см $^{-3}$; рис. 1б) изучаемых событий в сравнении с мощной импульсной вспышкой 09.08.11 (X6.9) [7]. Для трех событий с *невыраженной* импульсной фазой характерно отсутствие резкого роста T и EM , по сравнению со вспышкой X6.9 (штриховая кривая, рис. 1), также отметим большую задержку максимума EM относительно максимума T . Максимум SXR-излучения в них обусловлен не сильным нагревом излучающей плазмы, а ее большой EM , которая связана с заполнением большого объема множеством постэруптивных петель. По нашим оценкам в этих событиях КВМ произошел до +10 минуты.

Во вспышках с *невыраженной* импульсной фазой в μ -излучении характерен продолжительный всплеск на 15,4 ГГц (RSTN; рис. 1 в, г), <ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/>. Причем максимальная интенсивность 17.05.12 была примерно в 5 раз меньше других. Излучение корональной плазмы на 245 МГц было сравнимо по интенсивности и показывало, что вспышечные процессы развивались от хромосферы до нижней короны (<ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>).

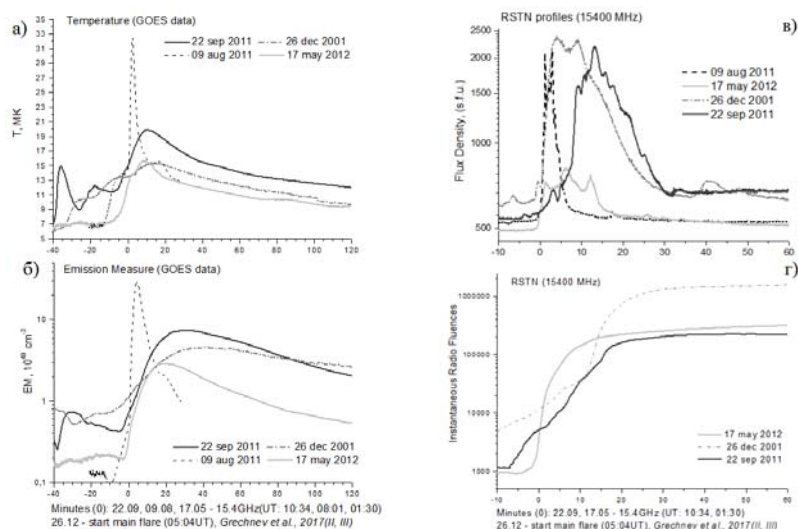


Рис. 1. Временные профили во вспышках 22.09.11 (X1.4), 26.12.01 (M7.1), 17.05.12 (M5.1) и 09.08.11 (X6.9): а) температура $T(\text{MK})$ и б) мера эмиссии $EM (10^{49} \text{ cm}^{-3})$ по GOES; г) поток и д) мгновенные флюенсы на 15.4 ГГц по RSTN.

Мгновенные флюенсы μ -излучения на 15.4 ГГц показаны на рис. 1в. Для их расчета мы складывали 1 сек. интенсивности, вычитая на каждом шаге предвспышечный фон для каждого события. В этом случае видны моменты начала и завершения накопления флюенса, и нет необходимости определять длительность каждого события. Мгновенные флюенсы 15.4 ГГц различаются не столь драматично, как интенсивности. Причем мгновенный флюенс 17.05.12 больше, чем в двух других событиях, вплоть до $\sim +15$ минуты. Мгновенный флюенс 26.12.01 становится наибольшим после $\sim +20$ мин., что соответствует возрастанию μ -потока интенсивности сопоставимой с основным всплеском 17.05.12. Из анализа потоков и флюенсов μ -излучения следует, что ускорение электронов до релятивистских энергий продолжалось более 20 минут, т.е. во вспышках было длительное постэруптивное ускорение.

Согласно [8], выбор того или иного механизма ускорения определяется возможностью ускорять электроны до энергий 10 МэВ, а протонов до 100 МэВ. Ударные волны способны ускорять протоны до энергий >100 МэВ, но не электроны до релятивистских энергий [8]. Если протоны и электроны наблюдаются одновременно и их временные профили подобны, то реализуется один из вариантов стохастического ускорения [9]. Обратимся к наблюдениям солнечных электронов (EPHIN/SOHO: <http://www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phpeph/EPHIN.htm>); и протонов (GOES https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/particle/) вблизи Земли 26.12.01 и 17.05.12 (рис. 2). Восточное событие 22.09.11 прокомментируем в конце.

Возрастания потоков релятивистских электронов (без фона) в трех дифференциальных энергетических каналах EPHIN/SOHO показаны на рис. 2а. Возрастания потоков протонов в интегральных каналах GOES показаны на

рис. 2б. Видно, что интенсивности электронов и протонов были большими в 17.05.12 примерно с +20 по +60 мин, а интенсивности 26.12.01 становятся большими только после +60-(+80) минут. Это согласуется с соотношением мгновенных флюенсов на 15.4 ГГц (рис. 1в).

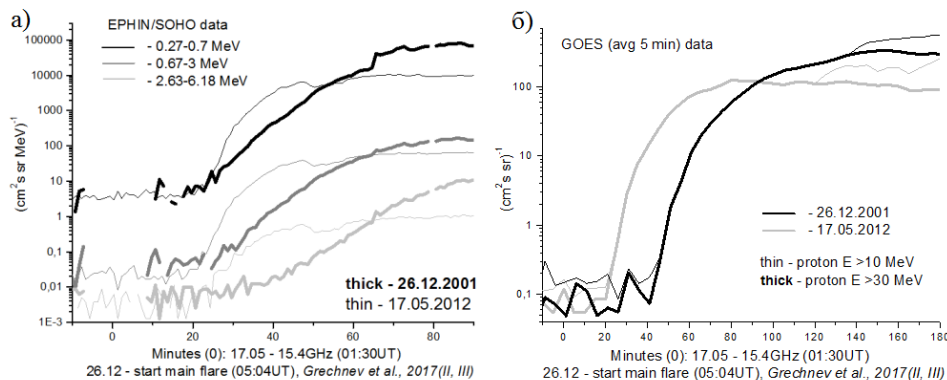


Рис. 2. Временные профили потоков солнечных электронов (а) данные SOHO/EPHIN и протонов (б) данные GOES, зарегистрированных вблизи Земли.

Электроны меньших энергий приходили на Землю одновременно или раньше, чем больших энергий (рис. 2а), т. е. они были инжектированы в межпланетную среду заведомо раньше. Это возможно только в том случае, если ускорительный процесс был длительным, а максимальная энергия электронов постепенно увеличивалась, что согласуется с картиной стохастического ускорения [9].

Данные GOES показывают аномально большое возрастание для восточной вспышки (X1.4) 22.09.11 только с 23 по 26 сентября (поэтому их нет на рис.2). Однако эта вспышка могла бы быть источником одного из самых мощных электронных и протонных событий 24 цикла, окажись она в оптимальном долготном интервале для распространения солнечных ускоренных частиц до Земли.

Работа, выполненная Григорьевой И.Ю. (ГАО РАН) осуществлена за счет субсидии программы «Энерговыделение» и частично поддержана Программой Президиума РАН, Струминским А.Б. (ИКИ РАН) – за счет субсидии программы «Плазма» и Шаховской А.Н. (КрАО РАН) – за счет субсидии программы «Общие и локальные характеристики Солнца».

Литература

1. E.I. Daibog, V.F. Melnikov, and V.G. Stolpovskii // Sol. Phys., 1993, vol. 144, p. 361.
2. А.Б. Струминский, Ю.И. Логачев, И.Ю. Григорьева и др. Два типа длительных вспышек: солнечные протоны и релятивистские электроны // 2019 (этот сборник).
3. V.V. Grechnev, V.I. Kiselev, N.S. Meshalkina, et al. // Sol. Phys., 2015, vol.290, p.2827.
4. Cliver, E.W. // ApJ, 2016, vol. 832, id: 128 (8 pp).
5. V.V. Grechnev, V.I. Kiselev, A.M. Uralov, et al. // Sol. Phys., 2017, vol. 292, p. 102.
6. C. Li, Kazi A. Firoz, L.P. Sun, et al. // ApJ, 2013, vol. 770, id:34 (11pp).
7. И.Н. Шарыкин, А.Б. Струминский, И.В. Зимовец // ПАЖ, 2015, 41, 57.
8. Miller J.A., Cargill P.J., Emslie A., et al. // J. Geophys. Res., 1997, vol. 102, p. 14631.
9. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И. и др. // Физика Плазмы, 2020.

ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КОРОНЕ И ИМПЕДАНС ОБЛАСТИ СТАЦИОНАРНОГО МАГНИТНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ

Губченко В.М.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

THE SOURCE OF ELECTROMAGNETIC EMISSION IN THE CORONA AND IMPEDANCE OF THE MAGNETIC RECONNECTION REGION

Gubchenko V.M.

Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

Efficiency of the electromagnetic (e.m.) emission with power $P_{rad} < P_{acc}$ is estimated via impedance as $R_{acc} = \text{Re}Z$ of the magnetoactive region: a coil with current I inductively loaded by hot collisionless plasma flow. Here $P_{acc} = I^2 R_{acc}$ - power of electrons acceleration/magnetic reconnection process. Plasma flow characterized by the asymmetric and anisotropic particle velocity distribution function (PDF). The impedance Z is a measure of the plasma flow drag.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-127-130

1. Наблюдается физическое подобие между медленными индуктивными механизмами с характерным временем t , работающими с мощностью P на низких субкритических частотах $\omega \approx 1/t \ll \omega_p$ (ω_p – плазменная частота), формирующими асимметричные астрофизические крупномасштабные $r \approx 1/k$ (k – волновое число) магнитные структуры (магнитные хвосты, корональные стримеры, джеты-выкрутасы), являющиеся источниками электромагнитного излучения, и механизмами формирования мелкомасштабных магнитных структур и их излучения в лазерной плазме (рис. 1.). Излучение происходит от ускоренных электронов на сверхкритических частотах $\omega_p \ll \omega$ на волнах с $\lambda_{rad} \ll r$ с мощностью P_{rad} и к.п.д. P_{rad} / P .

Импедансное представление позволяет проводить сравнения по импедансам $Z(R_\Sigma, L, C)$, когда нормируются мощности потерь $P = I^2 R_\Sigma$ на силу тока I в источниках разномасштабных магнитных структур лазерной, солнечно-земной и астрофизической плазм, разделяя также «ускорительные $R_\Sigma = R_{acc}$ » и «радиационные $R_\Sigma = R_{rad}$ » каскады нагрузок в них. Тогда к.п.д. $R_{rad} / R_{acc} < 1$ и вычисление R_{acc} является верхней оценкой эффективности излучателя в магнитной структуре пересоединения абсолютно и относительно (рис. 2.).

2. Структуры возбуждаются горячим бесстолкновительным потоком плазмы $\vec{v} = v' \vec{x}_0$, согласованны с эффективным амбиполярным потенциалом

$\varphi = E_a - \Delta\varphi$ разлета, где E_a электростатический потенциал поля, а $\Delta\varphi = E_{emf}$ - э.д.с. электромагнитной индукции.



Рис. 1. Магнитное пересоединение (поток-проводник $G_V \ll 1$) и диполизации (поток-диамагнетик $G_V \gg 1$) в магнитосферных структурах солнечно-земной и лазерной физики, управляемые параметром электромагнитной добротности G_V .

Бесстолкновительная плазма задана функцией распределения частиц (ФРЧ электронов и ионов), форма ФРЧ $f_\alpha(\vec{v} - \vec{v}')$ характеризуется двумя параметрами анизотропии κ_D и асимметрии κ_G и в соответствии с ними плазма характеризуется диамагнитным r_{DM} и резистивным r_G масштабами скинирования. Их отношение $G_V = r_G^2 / r_{DM}^2 = \kappa_D / \kappa_G$ - кинетический параметр электромагнитной добротности потока. Относительное движение (асимметрия ФРЧ) плазмы и намагниченности $\vec{\mu}(\vec{X})$ со скоростью \vec{v}' приводит к появлению спектра частот $\omega = \vec{k}\vec{v}'$ возбуждения в системе отсчета $\vec{x} = \vec{v}'t + \vec{X}$ в горячем режиме $v' < v_e = (T_e / m_e)^{1/2}$, индукционно возбуждающих стационарный волновой пакет, составленный из аперiodических индукционных полей $\approx \exp(i\vec{k}\vec{x} - i\omega t)$ с амплитудами вектор-потенциала $\vec{A}_{\omega, \vec{k}}$. При изменении параметров потока во времени $\omega \neq \vec{k}\vec{v}'$ формируется нестационарная структура.

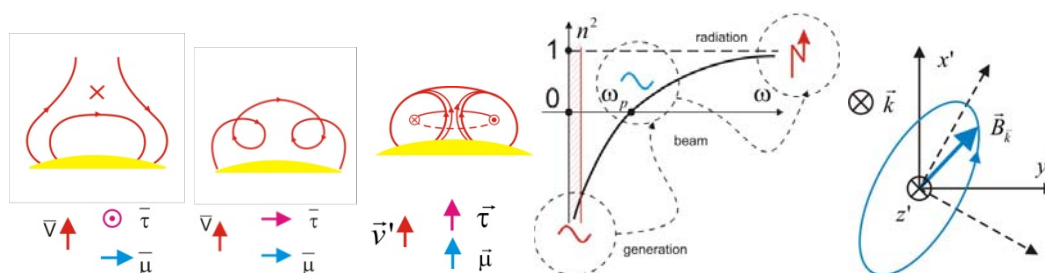


Рис. 2. Три характерные магнитоактивные области, образованные из тороидальной и магнитодипольной намагниченностей. В шлемовидной (перевернутая Y) конфигурации X точка – область магнитного пересоединения – источник излучения. В центре показатель преломления n^2 холодной электромагнитной моды. Магнитное пересоединение у линии поглощения/ускорения $\omega_0 = 0$ в диапазоне за критичности, излучение в диапазоне сверхкритичности. Справа эллипс поляризации магнитоэстатического поля структуры.

3. Заданная намагниченность $\vec{\mu}(\vec{X})$ с током I рассматривается как квазичастица масштаба r_0 . Создается сторонним процессом магнитного динамо с ЭДС E_{emf} , поддерживающей заданный ток в контуре с $I = \sqrt{I_d^2 + I_\tau^2}$,

так что $E_{emf} / I = R_{acc}$ (рис. 3.). Характеристикой магнитоактивной области являются ее магнитные моменты $\vec{\mu}_0$ и $\vec{\tau}_0$ и их взаимная ориентация к скорости \vec{v}' отражают распределение в контуре интегральных кольцевых I_d и тороидальных I_τ токов по площади S и по объему V в области радиального масштаба r_0 . В солнечно-земной плазме $\Gamma_{\tau\mu} = I_\tau / I_\mu \ll 1$, в лазерной $\Gamma_{\tau\mu} \gg 1$ (рис. 2).

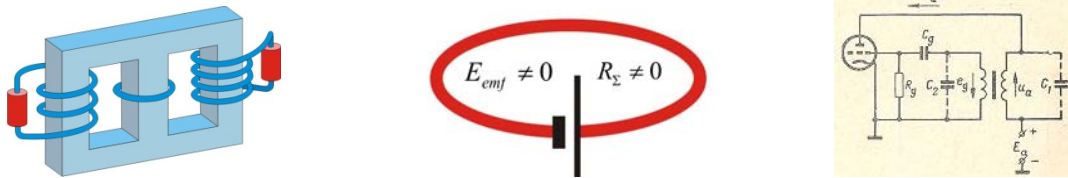


Рис. 3. Схематическое электротехническое (импеданное) представление магнитной структуры в виде трансформатора с контурами, контура самоиндукции с током I и электротехнической схемы.

4. Мощность индукционного процесса выражается как $P = I^2 R$, где сопротивление $R = R_{acc}$ активная часть импеданса Z , характеризует диссипацию энергии в бесстолкновительной структуре – ускорение группы «резонансных» частиц. Посредством R_{acc} характеризуется интегрально процесс магнитного пересоединения, формирующий вытянутую в 3D хвост магнитную структуру. Реактивная часть L и C импеданса Z характеризует энергию магнитного и электростатического поля вблизи источника намагниченности, обусловленную вкладом диамагнитных эффектов поляризации от тока «нерезонансных» частиц. Импеданс $Z(G_V, \Gamma_{\tau\mu}, Re_m)$ интегрально характеризует электромагнитные свойства плазмы параметрами добротности – G_V , конфигурации контура тока I намагниченности – $\Gamma_{\tau\mu}$ и его размеров магнитным числом Рейнольдса – $Re_m = r_0 / r_G$. Значения L, C, R связаны с характерными временами осцилляций T и релаксации $\tau = \tau_{L,C}$ магнитной структуры. Период осцилляций $T = 2\pi\sqrt{LC}$. Времена релаксации $\tau_C = RC$ и $\tau_L = L/R$, тогда $T^2 = (2\pi)^2 \tau_C \tau_L$. На основе Z вводится э.д.с. самоиндукции $E_{emf} = R_{acc} I + \frac{LI}{c^2} \frac{dI}{dt} + \frac{I^2}{2c^2} \frac{dL}{dt}$ (рис. 3.), показывающая тормозящее воздействие на амбиполярное расширение плазмы и на процесс ускорения протонов плазмы в поле φ . Возможно ускоряющее воздействие при смене знака E_{emf} в импульсных процессах и при изменении знаков анизотропии ($R_{acc} < 0$). Активная часть импеданса R_{acc} определяет э.д.с. магнитных шумов.

5. Интегральное (по координатам \vec{X}) описание позволяет представить 3D структуру динамической «точкой»-«электротехнической схемой». Магнитоактивная область и амбиполярный разлет плазмы, описывается схематически (интегрально), двумя контурами токов, индукционно связанных посредством двух элементов: «триод» и «трансформатор» (рис. 3.).

«Анодный контур» соответствует разлету плазмы, а «сеточный контур» магнитоактивной области. «Сетка» показывает «запирающее» воздействие поперечного магнитного поля $\vec{B}(\vec{x}, t)_n \perp \vec{v}'$ на разлет подобно магнетронному. «Трансформатор» и его «сердечник» характеризуют магнитную проницаемость $\mu_{\omega, \vec{k}}$ потока и обратное активное и реактивное воздействие потока на магнитоактивную область, посредством R_{acc} . Сеточный контур с током I характеризуется импедансом $Z(L, C, R_{acc})$. При определенных значениях Z – положительной обратной связи, структура становится генератором гармонических и импульсных полей.

6. Амплитуды вектор-потенциала полей $\vec{A}_{\omega, \vec{k}} = \vec{A}_{\mu, \vec{k}} + \vec{A}_{\tau, \vec{k}}$, возбуждаемых в анизотропной плазме при появлении воздействия на частотах $\omega = \vec{k}\vec{v}'$ описывают эллиптическую «поляризацию магнитного поля», где $\vec{A}_{\mu, \vec{k}} = \mu_0 i(k_y \vec{x}_0 - k_x \vec{y}_0) M_{G\vec{k}}$ и $\vec{A}_{\tau, \vec{k}} = -\tau_0 (\vec{k}k_y - k^2 \vec{y}_0) M_{G\vec{k}}$. Циркулярная компонента в поляризации – бессилловая часть в структуре, возникает при $\Gamma_{\tau\mu} 1/\Gamma_{\tau\mu} \neq 0$. Здесь $M_{G\vec{k}}(\vec{k}, Re_m, G_V) = 4\pi / (2\pi)^3 \exp(-\frac{k^2 r_0^2}{2}) / k^2 D_T(\vec{k}, \vec{k}\vec{v}')$ (рис. 2). Знаменатель $D_{T1} = 1 - \omega^2 \varepsilon_{i1}(\omega, k) / c^2 k^2$ определяется из уравнений Максвелла/Власова поперечной компонентой ε_i тензора диэлектрической проницаемости. Полюс $D_T = 0$ – дисперсионные уравнения для э.м. мод: функции $\omega(k)$ и $n^2(\omega) = (ck/\omega)^2$ (рис. 2). При $\omega/|k|v_\alpha \gg 1$ – холодная МГД, нет поглощения ($\text{Im} \varepsilon_i = 0$), резонанс $n^2(\omega) = -\infty$ на линии $\omega_0 = 0$ (рис. 2). Диссипативный процесс ($\text{Im} \varepsilon_i \neq 0$) магнитного пересоединения локализован внутри линии: $\omega = \vec{k}\vec{v}' \rightarrow v'/v_e \ll 1$ – горячая кинетика. В этой ситуации электромагнитные свойства плазмы даны как $D_T(\vec{k}\vec{v}', \vec{k}) = 1 - \frac{v'^2}{c^2} + \frac{1}{k^2 r_{DM}^2} - i \frac{1}{k^2 r_G^2}$, что позволяет вычислить мощность P_{acc} пересоединения и R_{acc} . При $\Gamma_{\tau\mu} \ll 1$, $G_V \ll 1$:

$$R_{acc} = \frac{P_{acc}}{I_\mu^2} = \frac{v'}{c^2} \frac{2}{(2\pi)^2} \left\{ \frac{4}{3\varepsilon} - \frac{12}{\varepsilon^3} + \frac{5}{\varepsilon} - \frac{3\pi}{2\varepsilon^2} - \frac{48}{\varepsilon^3} + \frac{30\pi}{\varepsilon^4} + \right.$$

$$\left. [ci(\varepsilon) \sin(\varepsilon) - si(\varepsilon) \cos(\varepsilon)] \left(-4 + \frac{33}{\varepsilon^2} - \frac{60}{\varepsilon^4} \right) + [ci(\varepsilon) \sin(\varepsilon) - si(\varepsilon) \cos(\varepsilon)] \left(\varepsilon - \frac{13}{\varepsilon} + \frac{60}{\varepsilon^3} \right) \right\}$$

$\varepsilon = Re_m^2$, $si(\varepsilon)$ и $ci(\varepsilon)$ – интегральные синусы и косинусы, L, C приведены в www.nwp.sci-nnov.ru/LaB_presentations/5/Volga-2017-Gubchenko-2.pdf

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 0035-2019-0002, частично поддержана грантами РФФИ (№. 19 02 00704, № 17 02 00091), Министерством образования и науки РФ в рамках ФЦП “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы” субсидия №14.607.21.0196, УИН проекта RFMEFI60717X0196, программой КП19-270 Президиума РАН (проект I.14 “Ускорение заряженных частиц и волновые процессы в солнечной, гелиосферной и магнитосферной плазме”).

ВАРИАЦИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ГЛАВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ ВО ВТОРОМ ТЫСЯЧЕЛЕТИИ Н.Э.

Демина И.М., Птицына Н.Г.

*Санкт-Петербургский филиал Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (СПбФ ИЗМИРАН),
Санкт-Петербург, Россия*

VARIATIONS OF THE SOLAR ACTIVITY AND MAIN MAGNETIC FIELD OF THE EARTH IN THE SECOND MILLENNIUM C.E.

Demina I.M., Ptitsyna N.G.

St-Petersburg Filial of IZMIRAN, St. Petersburg, Russia

We studied variations of sunspot numbers SN reconstructed from observed number of auroras N in 1000–1700. Taking into account the shielding effect of the magnetic dipole MM on the charged particles of the solar wind that cause auroras has made a significant contribution to the ratio of the main periods. Compared to the N spectrum, the SN spectrum shows a redistribution of maxima in favor of increasing the power of components close to the Gleisberg cycles – periods of 92, 119 and 155 years. The patterns of 11-year cyclicity in 1000–1900 were obtained.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-131-134

1. Введение

Считается, что вариации солнечной активности (СА) указывают на соответствующие вариации солнечного динамо. Однако при реконструкции СА назад на шкалу тысячелетий используются индикаторы СА, которые явно или неявно зависят от изменений климата, геомагнитного поля и других факторов внесолнечного происхождения. Неучет этих факторов может ошибочно интерпретироваться как наличие (или отсутствие) вариаций в характеристиках солнечного динамо и гелиосферы. При изучении вариаций в числе солнечных пятен SN в 1000–1700 гг., реконструированных из числа наблюдаемых среднеширотных полярных сияний N , мы учитывали экранирующее влияние магнитного диполя MM на заряженные частицы солнечного ветра, которые вызывают сияния.

2. Методы и данные

Метод реконструкции описан в [1]. Реконструкция SN в 1000–1700 гг. [2] учитывает влияние геомагнитного диполя MM , который представлен археомоделью ARCH3k.1 [3]. Реконструированный ряд SN , который мы использовали для анализа вариаций, показан на рис. 1. Очевидно, что временной ряд SN представляет собой не стационарный процесс и тем более не гармонический сигнал, поэтому в отношении его вариаций можно говорить только об основных средних периодичностях. Для получения оценок

коротковолновых составляющих сначала была выделена длинноволновая часть с помощью сглаживающих кубических сплайнов. Далее анализ проводился для каждой из составляющих отдельно. Осредненные оценки основных периодов получены интегральным преобразованием Фурье. Значимость составляющих оценивалась корреляционным анализом.

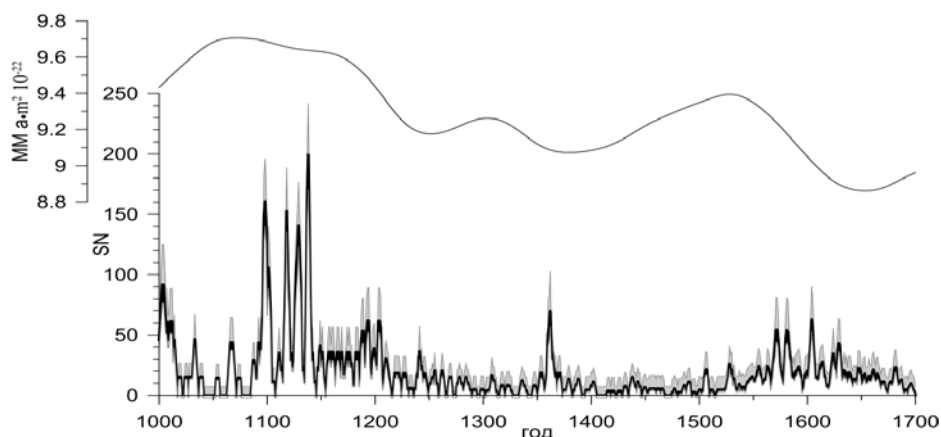


Рис. 1. Временной ряд реконструированного числа солнечных пятен SN вместе с ошибкой (серая полоса), а также изменения магнитного диполя MM по *ARCH3k* [3].

3. Результаты

Полученные периодограммы представлены на рис. 2 для длинноволновых составляющих (50–300 лет), и на рис. 3 – для коротковолновых (5–30 лет).

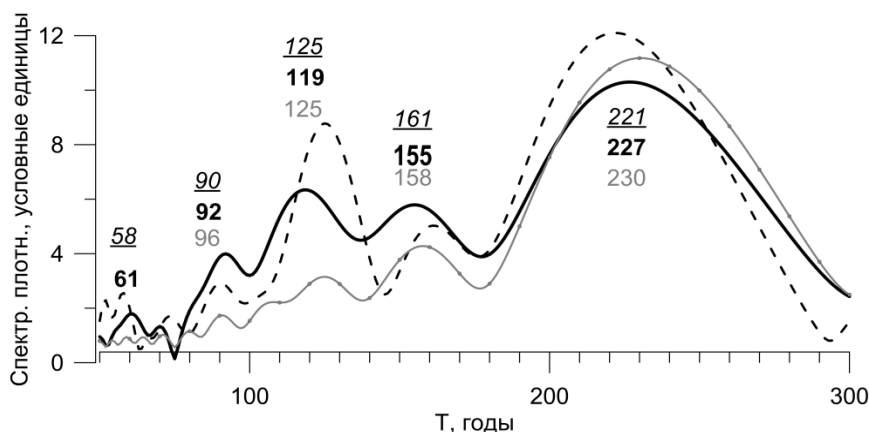


Рис. 2. Периодограммы характеристик СА в 1000–1700 гг. Черная линия – наша реконструкция SN ; серая – число полярных сияний на средних и низких широтах N ; штриховая – реконструкция SN на основе данных о радионуклидах [4]. Цифры – периоды соответствующих максимумов.

Длинноволновая часть. В спектрах нашей реконструкции SN доминирует период 227 лет (около-200-летний цикл Зюсса/де Врие), а также группа периодов семейства Гляйсберга – основной 119 лет, 155 лет и 92 года. В рядах N полярных сияний доминирует вариация с периодом 230 лет, а

мощность периодов Гляйсберга, которые также присутствуют в спектре (158, 125, 96 лет), гораздо меньше. Т.о., за счет учета MM в спектре SN происходит перераспределение значений в максимумах в пользу увеличения мощности составляющих от 90 до 170 лет. При этом наблюдается хорошее согласие с периодами ряда SN , полученного по данным о радиоуглероде в кольцах деревьев и ^{10}Be в полярных льдах [4].

Коротковолновая часть: эволюция в 1000–1900 гг. Как видно из рис. 1, коротковолновые составляющие заметно меняются во времени, поэтому их периодограммы были рассчитаны в скользящем окне (рис. 3). На рис. 3 видно доминирование 11-летнего цикла СА. Амплитуда цикла демонстрирует вариации, которые повторяют известное чередование продолженных максимумов и минимумов СА (минимумы Оорта, Вольфа, Шперера и Маундера). Чтобы снизить влияние этого чередования, была введена нормировка на средний квадрат амплитуды сигнала для каждого среза (рис. 3б). Более подробно изменения в структуре периодичностей представлены на рис. 4. для более короткого двухсотлетнего периода.

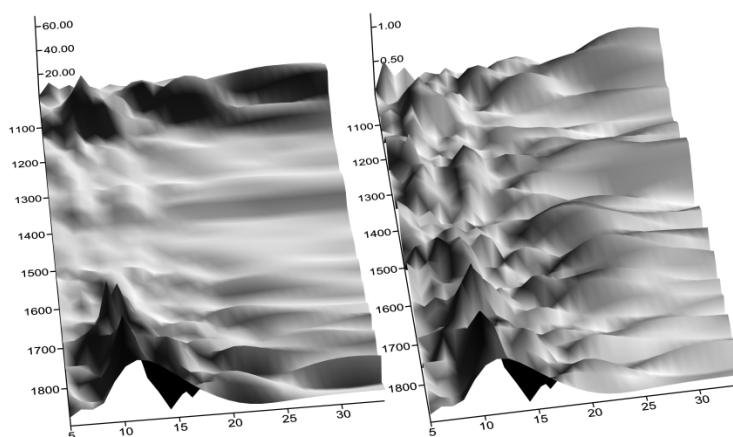


Рис. 3. Эволюция спектральных составляющих SN во времени (1000–1900 гг.). Слева – единая нормировка, справа – нормировка на амплитуду каждого среза.

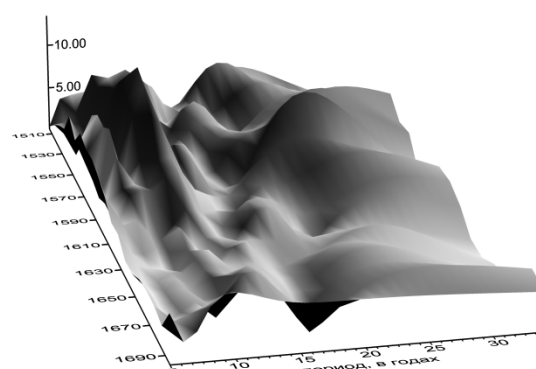


Рис. 4. Динамика короткопериодных циклов SN в 1500–1700 гг.

Период 1500–1700 гг. содержит максимум СА (~1570–1610 гг.) и минимум Маундера (1645–1705 гг.). В максимуме СА видно наличие четкого 11-летнего и 22-летнего циклов. В минимуме Маундера 11-летний цикл

раздваивается и вырождается. Выраженный 11-летний цикл вновь появляется в конце 17 в. (рис. 3). Период 22-летнего цикла в минимуме Маундера становится плавающим, удлиняется до 30 лет, а также уменьшается по амплитуде.

4. Заключение

В длинноволновой части спектра SN (50–300 лет) анализ выявил пик в 227 лет, близкий к около-200-летнему периоду Зюсса, а также периоды в 92, 119 и 155 лет, принадлежащие семейству около-100-летних циклов Гляйсберга. По сравнению со спектром N , в спектре SN видно перераспределение значений в максимумах в пользу увеличения мощности составляющих 90–170 лет.

В коротковолновой части спектра SN (5–30 лет) доминирует выявленный ранее 11-летний цикл и несколько менее явственный 22-летний. Эти циклы в 1000–1700 гг. претерпевают эволюцию по мере периодического увеличения и уменьшения СА. В период минимума Маундера 11-летний цикл раздваивается и вырождается. В конце 17 в. режим возвращается к упорядоченности – генерации 11-летнего цикла.

Можно заключить, что во втором тысячелетии н.э. исключение экранярующего влияния геомагнитного экрана на частицы солнечного ветра, вызывающие сияния, внесло существенный вклад в соотношение основных периодов в реконструированном ряде SN , полученном на основе ежегодного числа полярных сияний N .

Литература

1. *Птицына Н.Г., Демина И.М., Тясто М.И.* Вариации авроральной активности и главного магнитного поля Земли за триста лет (1600–1909 гг.) // Геомагнетизм и Аэронавигация. Т. 58. № 6. С. 818–827. 2018.
2. *Птицына Н.Г., Демина И.М.* Новая реконструкция солнечной активности в 1000–1700 гг. XXIII Всероссийская конф. Солнечная и солнечно-земная физика. 2019. 7 – 11 октября 2019 г. СПб. 2019.
3. *Donadini F., Korte M. and Constable C.* Geomagnetic Field for 0-3ka: 1. New Data Sets for Global Modeling // *Geochem. Geophys. Geosys.* V. 10. 2009.
4. *Steinhilber F., Abreu J.A, Beer J., et al.* 9400 year cosmogenic isotope data and solar activity reconstruction. IGBP PAGES/WDC Paleoclimat. Data. Contr. Ser. # 2012-040. NOAA/NCDC Paleoclimat. Program Boulder CO, USA. 2012.

ОЦЕНКА ИЗМЕНЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В ПРОШЛЫЕ ЭПОХИ ПО ДАННЫМ ИЗОТОПНЫХ ОТНОШЕНИЙ БЛАГОРОДНЫХ ГАЗОВ Ar, Kr, Xe С N₂ В СЛОЯХ ЛЬДА И ОКЕАНЕ

Дергачев В.А.

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

ESTIMATION OF TEMPERATURE CHANGES DURING THE LAST EPOCHS ACCORDING TO ISOTOPE RELATIONS OF NOBLE GASES Ar, Kr, Xe WITH N₂ IN ICE LAYERS AND OCEAN

Dergachev V.A.

Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

The ocean temperature is one of the major characteristics affecting global climate. New methods of surveys are developed to obtain a wide picture of temperature change throughout the world ocean. In work the main attention is given to estimations of change of a) the content of heat and ocean temperatures, proceeding from the available modern and historical data; the given buoys of disposable use dropped from planes and helicopters (bathytermographic buoys); b) the data of the global project of the international scientific community of oceanologists ARGO c) the data comed of the use of elemental and isotopic relations of inert (noble) gases Kr/N₂, Xe/N₂ and Xe/Kr, containing in ice cores in the bubbls of air trapped from the atmosphere. Reconstruction of temperatures and the coordination with other estimations during various time intervals are presented.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-135-140

1. Введение

Сторонники антропогенного изменения климата прогнозируют катастрофическую картину, связанную с глобальным потеплением в ближайшем будущем за счёт сжигания топлива, содержащего углерод (напр., [1]). Встаёт вопрос: насколько обоснована такая картина изменения климата и что показывают данные естественного хода температуры на интервале времени до наступления потепления и в период (Голоцен), в котором живёт человечество уже более 11 тыс. лет?

Климат и погода зависят от многих факторов. Важнейшее влияние на климат оказывают процессы, происходящие в океане, которые требуют их детального изучения. Мировой Океан покрывает 71–72% поверхности Земли и является самым большим резервуаром тепла в глобальной климатической системе. Океан перераспределяет энергию, поступающую на Землю от Солнца, и разносит тепло своими течениями. Масса океана в триста раз превышает массу атмосферы, а теплоемкость – в тысячу раз больше. В результате небольшие изменения в океане очень сильно влияют на состояние атмосферы.

Чтобы восстановить изменения температуры океана в прошлом по всей глубине, ниже основные результаты будут основаны на новых методиках: 1) глобальный проект международного научного сообщества океанологов по организации всемирной сети океанографических станций (проект АРГО) [2]; 2) методика восстановления средних температур океана, используя элементные и изотопные отношения аргона и тяжелых инертных (благородных) газов: криптона и ксенона, вместе с азотом, содержащихся в ядрах льда в захваченных из атмосферы пузырьках воздуха [3]. Будут представлены реконструкции температур и согласование их с другими оценками в течение различных временных интервалов.

2. Методические аспекты получения температурных данных по Мировому океану

Изменение температуры Мирового Океана может быть описано слоистой структурой (напр., [4]). Можно выделить три главных температурных слоя (рис. 1а): верхний теплый и нижний холодный слой океана, которые имеют соответственно теплую и холодную температуры на всём протяжении слоя, и слой температурного скачка (термоклин), в котором градиент температуры резко отличается: теплее вверху, чем у основания слоя (рис. 1б). Тёплый слой и термоклин отсутствуют в регионах Арктики и Антарктики.

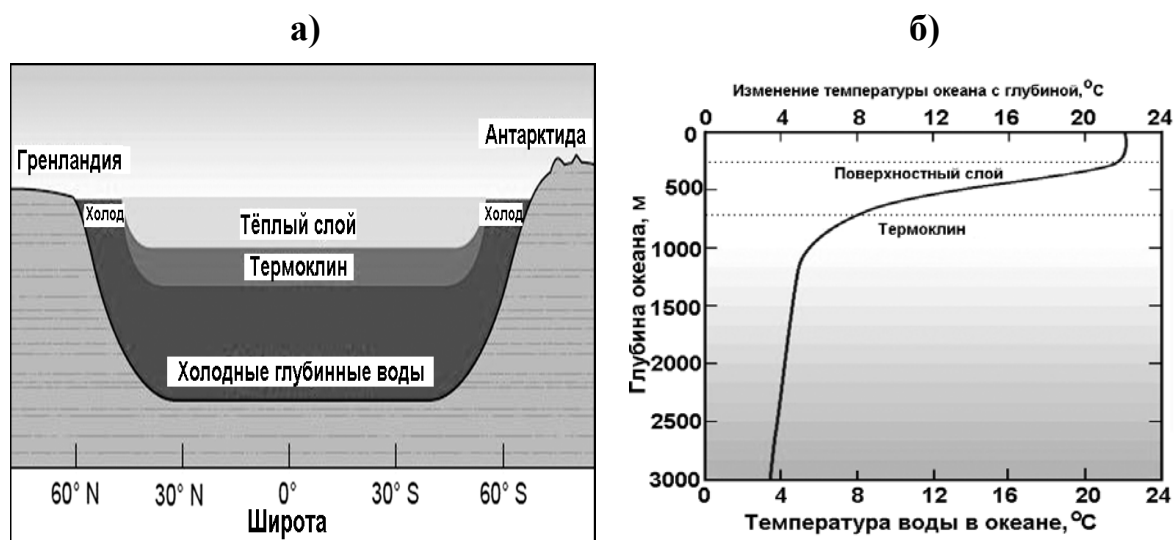


Рис. 1. Графическое изображение характеристик глубинных вод океана.

- а).** Схематическое поперечное сечение север-юг Мирового Океана: теплый слой, термоклин, холодный слой. Теплый слой поверхностной воды исчезает в арктических и антарктических широтах, где очень холодная вода находится на поверхности.
- б).** Профиль уменьшения температуры океана с увеличением глубины. В термоклине имеет место быстрое изменение температуры с глубиной.

Кратко рассмотрим существующие методы измерения температур по всему Мировому океану.

1. Для измерения температуры океанической поверхности из космоса применяют инфракрасные радиометры, работающие на метеорологических и океанологических спутниках. Тепловые поля в океанах и морях теперь изучаются из космоса с помощью специальной аппаратуры, работающей в инфракрасной и микроволновой зонах спектра.

2. Для получения широкой картины изменения температуры по всему Мировому Океану двадцать лет назад была создана постоянно действующая глобальная сеть океанографических станций на основе дрейфующих (ныряющих) буев-измерителей (глобальный проект международного научного сообщества океанологов АРГО). Используется большое количество датчиков (тысячи), чтобы отследить региональные изменения температуры и получить глобальные тенденции. На полную мощность проект вышел в 2007 г. [2]. Главное назначение буев АРГО – измерение вертикальных профилей температуры и солености воды при подъеме от стандартной глубины 2000 м (в открытом океане) до поверхности. Таким образом, проект АРГО с использованием спутников направлен на сбор информации по океанической толще – уникальная возможность непрерывного мониторинга состояния Мирового Океана.

3. К сожалению, определение изменений средней температуры всего Мирового Океана оказывается трудной задачей вследствие имеющегося распределения различных водных масс, где каждый слой воды может иметь резко отличающиеся температуры. Возникают спорные вопросы, в особенности касающиеся абсолютной точности соответствующей температурной шкалы. Неопределённость в абсолютной шкале составляет ± 1 °C (напр., [5]).

Авторы [6, 7] предложили принципиально новый способ определения изменений средней температуры в океане, основанный на использовании элементных и изотопных отношений аргона и азота и тяжелых инертных (благородных) газов: криптона и ксенона, вместе с азотом, содержащихся в ядрах льда в захваченных из атмосферы пузырьках воздуха. Указанные газы высвобождаются из ядер в атмосферу в известных количествах. Первичные изотопные отношения – величины $\delta^{40}\text{Ar}$, $\delta^{86}\text{Kr}$, $\delta^{132}\text{Xe}$ и $\delta^{15}\text{N}$. Используемые значения элементных отношений: Kr/N_2 , Xe/N_2 и Xe/Kr в образцах ледяных ядер позволяют рассчитывать прошлую среднюю глобальную температуру океана [8] с высокой точностью, благодаря следующим особенностям системы океан–атмосфера: любой обмен тепла и газа имеют место на границе раздела океан–атмосфера; нет никаких существенных внутренних источников тепла или стоков в океан; нет никаких существенных источников или стоков измеряемых газов в связанной системе океан–атмосфера; и каждый вид газа имеет уникальную и хорошо определенную температурно-зависимую растворимость.

В работе [3] описан аналитический метод анализа изотопных отношений инертных газов Ar, Kr, Xe к N_2 в ядрах льда и представлены резуль-

таты анализа в 21 образцах керна льда со станции WAIS Divide (Антарктида). Показано также, что точности всех трёх определённых элементных отношений $\delta\text{Kr}/\text{N}_2$, $\delta\text{Xe}/\text{N}_2$ и $\delta\text{Xe}/\text{Kr}$, содержащих информацию о средней температуре океана, имеют гораздо меньшую неопределённость для реконструированных температур океана, всего $\pm 0.3\text{--}0.1^\circ\text{C}$, чем было достигнуто в предыдущих исследованиях.

Чтобы восстановить изменения средней температуры океана из палеоатмосферных отношений Kr/N_2 , Xe/N_2 и Xe/Kr , авторы [8] использовали четырёх-резервуарную модель обмена исследуемых газов: атмосфера, Антарктические донные воды, Северо-Атлантические глубинные воды, остаточный океан и картину меридиональной циркуляции глубинных водных масс и масс-спектрометрию высокого разрешения.

3. Изменение содержания тепла и температуры в океане по глубине и во времени

Ниже основное внимание будет уделено оценке изменения содержания тепла и температуры океана, исходя из имеющихся прямых и прокси данных; данных глобального проекта международного научного сообщества океанологов АРГО; данных, получаемых из использования элементных и изотопных отношений инертных (благородных) газов.

Почти до конца 20-го столетия большинство измерений температур океана не превышало 700 м глубины, что не позволяло точно оценить изменение содержания тепла Мирового Океана вследствие потепления, наблюдаемого с 19-го столетия. Авторы [9] представили реконструкцию изменения содержания тепла океана с 1871 г. с глобальным охватом полной океанской глубины, включая данные проекта АРГО (рис. 2), которые согласуются с другими оценками в течение хорошо наблюдаемого периода. Авторы оценили потепление океана с 1871 г. величиной 436×10^{21} Дж с большими декадными колебаниями $436 \pm 91 \times 10^{21}$ Дж.

Результаты показывают, что для периода между 1971 и 2010 гг. океан поглотил больше, чем 90% тепла, полученного Землёй, т.е. примерно 290×10^{21} Дж, содержавшегося в верхнем 2000-м слое. При этом скорость поглощения тепла во время интервала с 1955 по 1971 гг. в верхних 2000 м составляла 0.30 ± 0.06 Вт/м² и 0.028 ± 0.026 Вт/м² ниже 2000 м.

Используя базу данных Мирового Океана 2009 г. [10], данные проекта АРГО и батиметрических буёв, авторы [11] оценили изменение содержания тепла Мирового океана по глубине: слои 0–700 м и 0–2000 м для временного интервала 1955–2010 гг. За изученный период содержание тепла в Мировом Океане в слое 0–700 м увеличилось на $16.7 \pm 1.6 \times 10^{22}$ Дж ($\pm 2\sigma$), а в слоях 0–2000 м – на $24.0 \pm 1.9 \times 10^{22}$ Дж ($\pm 2\sigma$), соответствуя скорости потепления соответственно 0.27 Вт м⁻² и 0.39 Вт м⁻² (на единицу площади Мирового Океана). Таким образом, среднее потепление объема Мирового Океана для слоя 0–700 м соответствует 0.18°C и 0.09°C для слоя 0–2000 м.

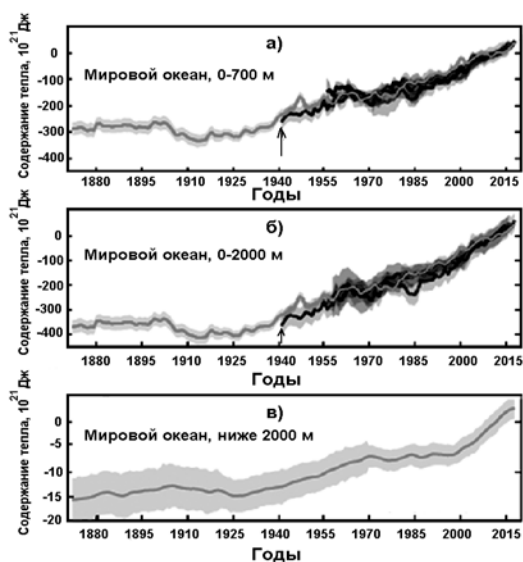


Рис. 2. Реконструкции содержания тепла в Мировом Океане по глубине **а), б), в)** с 1871 г. по 2015 г., используя тенденции для функции Грина (которые связывают поверхностные свойства со свойствами во внутренних частях океана) и прямые измерения (начало отмечено стрелками) относительно 2006–2015 гг. (по данным в работе [9]). Серые полосы указывают на неопределённость оценок.

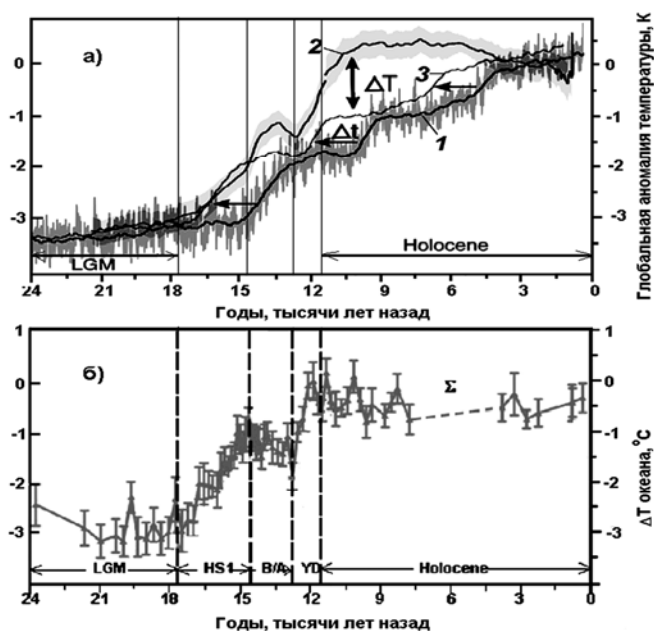


Рис. 3. а). Сравнение изменений в глобальной температуре (резкое потепление) во время отступления последнего ледникового периода между климатической моделью [13] - 1 и данными по реконструкции палеоклимата ([14], [15]) - 2. Серой линией 3 представлен модельный ряд, сдвинутый на величину Δt во времени, чтобы оптимально соответствовать восстановленному ряду (горизонтальные стрелки отмечают изменение времени Δt). Вертикальная стрелка указывает на интервал наибольших отклонений температуры ΔT между рядами.

б). Изменение средней глобальной температуры океана Σ во время отступления последнего ледникового периода по данным атмосферных отношений благородных газов (Kr/N_2 , Xe/N_2 and Xe/Kr) в кернах льда. Погрешность данных 1σ , среднее временное разрешение 250 лет. Промежуток данных от 4000 до 7500 лет (штриховая линия) назад отбракован из-за несогласованности исследуемых образцов. Вертикальными линиями отмечены изменения температур в различные климатические интервалы времени: LGM – максимум последнего оледенения, HS1 – тенденция изменения климата с 17690 по 14580 лет назад, B/A – Бёллинг-Алерёд похолодание, YD – Younger Dryas потепление, Holocene - тёплый период (Голоцен).

Рассмотрим изменение температуры в атмосфере и в океане после отступления последнего оледенения. Изучению изменений климата по данным природных архивов с момента окончания последнего оледенения уделяется большое внимание исследователей (см., напр., [12]). Изучение восстановленной из природных архивов изменений температуры на этом временном интервале позволило выделить ряд осцилляций (повышения и понижения) температуры. На рис. 3а, б приведено сравнение тенденций изменения в глобальной температуре во время отступления последнего ледникового периода, полученных по экспериментальным прокси данным, климатическим моделям и изменение средней глобальной температуры по данным атмосферных отношений благородных газов в кернах льда.

Выводы

Анализ результатов, полученных из экспериментальных данных и модельных тенденций, указывает на их существенное различие временного хода. Что касается тенденции изменения температуры в океане, полученная по данным атмосферных отношений благородных газов, она следует временному ходу прокси данных, а не модельной тенденции.

Литература

1. МГЭИК, 2014: Изменение климата, 2014 г. Обобщающий доклад. Женева, 163 с.
2. Лебедев К.В. // Океанология, т. 56. №2. С.186–196. 2016.
3. Bereiter B. et al. // Rapid Commun Mass Spectrom. V. 32. P. 801–814. 2018a.
4. Huddart D. and Stott T. Earth Environments: Past, Present and Future, by John Willey and Sons, LTD. 912 p. 2013. ISBN 0470749601, 9780479609.
5. Elderfield H. et al. // Science. 2012. V. 337. P. 704–709.
6. Severinghaus J.P. et al. // Geochim Cosmochim Acta. 2003. V. 3. P. 325–343.
7. Headly M.A., Severinghaus J.P. // J Geophys Res. 2007. V. 112. D19105.
8. Bereiter B. et al. // Nature. V.553. P. 39–44. doi:10.1038/nature25152. 2018b.
9. Zanna L. et al. // PNAS. V. 116. No. 4. P.1126–1131. 2019.
10. Boyer T.P. et al. // World Ocean Database 2009, vol. 1. NOAA, Silver Spring, Md., 2009.
11. Levitus S. et al. // Geophys. Res. Lett., V. 39. L10603. P. 1–5. 2012.
12. Дергачев В.А. // Солнечная и солнечно-земная физика – 2018. Труды. СПб, ГАО РАН. С. 139–144. 2018. ISSN: 0552-5829.
13. Smith R.S. and Gregory J. // Climate dynamics. V. 38. Issue 7–8. P. 1545–1559. 2012.
14. Marcott S. A. et al. // Science. V. 339(6124). P. 1198–1201. 2013.
15. Shakun J.D. et al. // Nature. V. 484 (7392). P. 49–55. 2012.

**ПЕРИОДЫ ЭКСТРЕМАЛЬНО ВЫСОКИХ ЗНАЧЕНИЙ
СКОРОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ КОСМОГЕННОГО ^{14}C
И ИЗМЕНЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПО ДАННЫМ О СОДЕРЖАНИИ
ИЗОТОПА ^{40}Ar В СЛОЯХ ЛЬДА ЗА ПОСЛЕДНИЕ 4000 ЛЕТ**

Дергачев В.А.¹, Кудрявцев И.В.^{1,2}

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия

²ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

**PERIODS OF EXTREMELY HIGH VALUES OF COSMOGENIC ^{14}C
PRODUCTION RATE AND TEMPERATURE CHANGES IN
ACCORDANCE WITH THE ISOTOPE ^{40}Ar CONTENT IN ICE LAYERS
FOR THE LAST 4000 YEARS**

Dergachev V.A.¹, Kudryavtsev I.V.^{1,2}

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

²Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

The radiocarbon data from 2000 BC are considered. The results of calculation of the cosmogenic isotope ^{14}C production rate and the reconstruction of the heliospheric modulation potential are presented. This reconstruction takes into account the climatic changes on the basis of isotope ^{40}Ar content data in Greenland ice. The reconstruction of the heliospheric modulation potential shows the set of global minima of solar activity: Maunder, Spörer, Wolf, Oort minima and minimum during 690–790 BC. It is shown also that spikes in the radiocarbon data in 535 BC and 140 AD, 695 AD, AD could be result of the powerful solar flares or the bursts of galactic cosmic rays.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-141-144

1. Введение

Вариации солнечной активности (СА) приводят к модуляции интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ) при их распространении в гелиосфере, что позволяет использовать данные по космогенному радиоуглероду для изучения СА в прошлые столетия и тысячелетия. Однако изменения земного климата и геомагнитного поля приводят к искажению информации о СА, зафиксированной в радиоуглеродных данных. В работе рассматриваются данные по изменению содержания радиоуглерода в земной атмосфере ($\Delta^{14}\text{C}$) с начала 2-го тысячелетия до нашей эры по середину 18-го века нашей эры. В этот временной интервал зафиксированы периоды аномально низкой активности Солнца: минимумы Маундера (≈ 1645 – 1715 гг. н.э.), Шпёрера (≈ 1400 – 1510 н.э.), Вольфа (≈ 1300 гг. н.э.) и Оорта (≈ 1050 гг. н.э.). При этом, если первые два из упомянутых минимумов активно изучаются в последнее время, то более отдаленные минимумы СА менее изучены.

Фундаментальную роль в изменениях климатической системы Земли играют температуры Мирового океана и полярные ледниковые шапки. По-

лярные ледяные керны являются превосходными архивами климатической истории Земли на интервале времени последних сотен тысяч лет. В настоящей работе мы используем данные реконструкции температуры из элементных и изотопных отношений аргона в слоях льда Гренландского ледникового щита за последние 4000 лет.

В течение последних двух десятилетий успешно развивается метод определения изменений температуры воздуха и средней температуры в океане, основанный на использовании элементных и изотопных отношений аргона и азота и тяжелых инертных газов (криптона и ксенона), содержащихся в кернах льда в захваченных из атмосферы пузырьках воздуха, который сохраняется в течение длительных периодов времени [1]. Недавние достижения в техниках измерений содержания изотопов обострили точность оценок изменения температуры, что позволяет определять изменения температуры с высокой временным разрешением во льдах Гренландии, что, в свою очередь, обеспечивает возможности понять изменение климата в прошлые эпохи.

2. Вариации содержания изотопа ^{14}C в атмосфере Земли и гелиосферный модуляционный потенциал с 2-го тысячелетия до н. э.

На рис. 1А приведены данные по относительному содержанию изотопа ^{14}C ($\Delta^{14}\text{C}$) в земной атмосфере, начиная с 2-го тысячелетия до н.э. [2]. На данном временном интервале значение $\Delta^{14}\text{C}$ достигает своего абсолютного минимума в середине 1-го тысячелетия н.э. Также наблюдается ряд минимумов и максимумов, из последних стоит выделить максимумы 1860, 1365, 725, 340 гг. до н.э. и 695, 785, 1055, 1330, 1530 (минимум СА Шпёра), 1710 (минимум СА Маундера) гг. н.э. Кривая $\Delta^{14}\text{C}$ отражает отклонение отношения концентрации изотопов ^{14}C и ^{12}C от стандартного значения. Для реконструкции скорости генерации изотопа ^{14}C в атмосфере $Q(t)$ под действием КЛ необходимо учитывать и изменения климата, приводящие к перераспределению CO_2 между природными резервуарами. На рис. 1Б представлено изменение концентрации CO_2 в земной атмосфере [4]. Рост CO_2 в 13-м веке н.э. сменяется спадом, который соответствует Малому Ледниковому Периоду (МЛП). Изменение глобальной температуры [5] и температуры Гренландии [6], полученные на основе содержания изотопа ^{40}Ar в годовых слоях льда за последние 4000 лет, приведены на рис. 1В и Г соответственно (толстой линией показано усреднение за 100 лет). В этих данных находит отражение МЛП, рост температуры во второй половине первого тысячелетия н.э. Однако имеются и существенные различия, что может приводить к отличию получаемых результатов от результатов, полученных с использованием температурных данных [6] работы [7], в которой использовались данные [5]. Метод расчета $Q(t)$ подробно описан в [7, 8]. В расчетах будем использовать усредненные по 100 годам значения температуры. Использование температурных данных [6], отражающих температуру годовых слоев льда при их формировании приводит к неко-

торому отличию методики расчетов. Для определения скорости перехода радиоуглерода из верхнего слоя океана в атмосферу будем использовать выражение:

$$\lambda_{mOa} = (1 + k \cdot (T - T_0)) \lambda_{mOa}^0, \quad (1)$$

где k – температурный коэффициент; T – температура в Гренландии [6], усредненная за 100 лет; T_0 – средняя температура T за период 1961–1990 гг., λ_{mOa}^0 – скорость перехода радиоуглерода из океана в атмосферу при $T = T_0$.

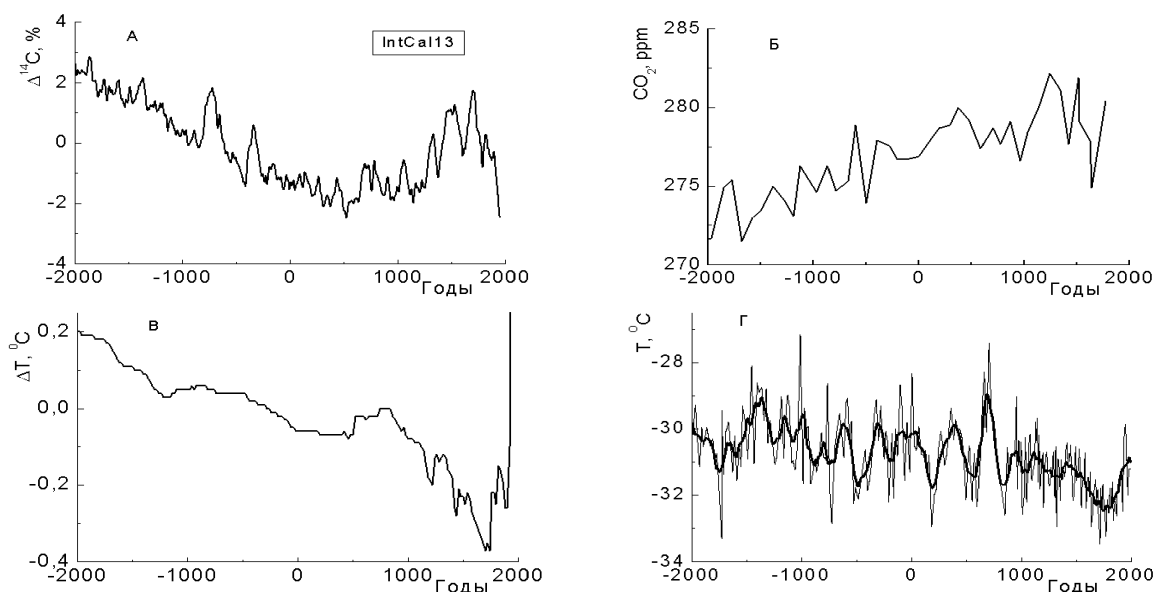


Рис. 1. А – изменение $\Delta^{14}\text{C}$ [2]; Б – изменение концентрации CO_2 в земной атмосфере [4]; В – аномалии глобальной температуры [5]; Г – реконструкция температуры в Гренландии [6].

Результаты реконструкции $Q(t)$ на основе радиоуглеродных данных приведены на рис. 2А. Изменение гелиосферного модуляционного потенциала $\varphi(t)$ будем вычислять на основе $Q(t)$. Изменение $\varphi(t)$ отражает изменение СА (рост СА ведет к увеличению значения $\varphi(t)$, а спад – к уменьшению). Способ нахождения $\varphi(t)$ хорошо известен, он подробно изложен в работах [9, 10]. Результаты реконструкции $\varphi(t)$ представлены на рис. 2В.

3. Заключение

На реконструированной временной зависимости $\varphi(t)$ присутствуют все отмеченные выше минимумы СА: Оорта (≈ 1050 гг. н.э.), Вольфа (≈ 1300 гг. н.э.), Шпёрера (≈ 1400 – 1510 гг. н.э.) и Маундера (≈ 1645 – 1700 гг. н.э.) (см. также [12]). При этом глубина реконструированных минимумов СА меняется в зависимости от температурного коэффициента: если реконструированное значение $\varphi(t)$ при $k = 0$ во время минимума Оорта падало до 80 МВ, то при $k = 0.02 \text{ K}^{-1}$ оно могло спадать практически до нуля, что имеет место и во время минимумов Шперера и Маундера.

Можно отметить и более ранние глобальные минимумы СА, например, в ≈ 750 г. до н.э., что было отмечено и в работе [13]. Отмеченные минимумы СА присутствуют на рис. 2В при $k = 0$ и при $k = 0.02\text{K}^{-1}$, хотя и имеют разную глубину. Однако существуют и временные участки (535–415 гг. до н.э., 125–260 гг. н.э., 635–730 гг. н.э., 770–900 гг. н.э.) на которых $\varphi(t)$ изменяются в противофазе. Наблюдаемые пики $\Delta^{14}\text{C}$ в эти периоды могут быть результатом мощных солнечных вспышек или всплесков ГКЛ, а не результатом модуляции ГКЛ межпланетным магнитным полем. Здесь необходимо отметить, что в работе [14] сделан вывод о событии 775 г.н.э. как результат мощной солнечной вспышки.

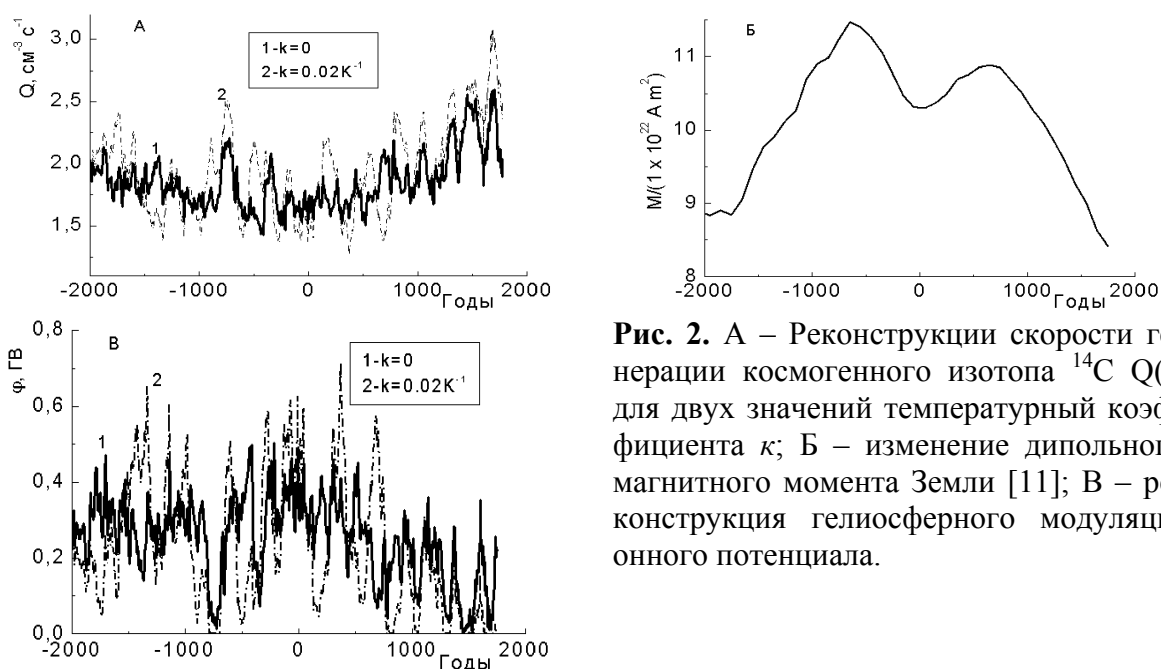


Рис. 2. А – Реконструкции скорости генерации космогенного изотопа ^{14}C $Q(t)$ для двух значений температурный коэффициент k ; Б – изменение дипольного магнитного момента Земли [11]; В – реконструкция гелиосферного модуляционного потенциала.

Работа частично поддержана грантами РФФИ 18-02-00583 и 19-02-00088.

Литература

1. Schwander J. In *Glaciers and Ice Sheets*. (H. Oeschger, C.C. Langway Jr., Ed.), pp. 53-67. 1989. John Wiley, New York.
2. Reimer P.J. et al. // *Radiocarbon*, 2013, V. 55 (4). P. 1869.
4. Monnin E. et al. // *Science*, 2001, V. 291. P. 112.
5. Marcott S.A. et al. // *Science*, 2013. V. 339, P. 1198.
6. Kobashi T. et al. // *Geophys. Res. Lett.*, 2011. V. 38. L21501.
7. Kudryavtsev I.V. et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2016, V. 56 (8). P. 998.
8. Kudryavtsev I.V. et al. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2018, V. 58 (7). P. 925.
9. Kovaltsov G.A. et al. // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2012, V. 337. P. 114.
10. Polunianov S.V. et al. // *J. Geophys. Res. Atmos.*, 2016, V.121. P. 8125.
11. Knudsen M.F. et al. // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2008, V. 272. P. 219.
12. Usoskin I.G. et al. // *A&A*, 2007, V. 471. P. 301
13. Дергачев В.А. и др. Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика-2018», 2018, с.149.
14. Miyake F. et al. // *Radiocarbon*, 2017, V.59(2), P. 315.

МОДЕЛЬ КВМ С ВИНТОВЫМ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Дертеев С.Б., Михалыев Б.Б., Джимбеева Л.Н.
Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

MODEL OF CME WITH A HELICAL MAGNETIC FIELD

Derteev S.B., Mikhalyaev B.B., Dzhimbeeva L.N.
Kalmyk State University, Elista, Russia

At this moment, a large number of different models of coronal mass ejections have been proposed. They all have their advantages and disadvantages over others. Due to the large amounts of data and the complexity of the equations at this stage of development, almost only numerical methods are used. Everything comes to the fact that computer modeling requires computer performance, which in short period of time can give results for grids with tens of millions of points.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-145-148

Большая часть моделей КВМ основывается на том факте, что основным источником, около 80%, являются протуберанцы, и уже исходя из этого, можно представить первоначальную геометрическую структуру. На начальных этапах (в работах 80–90-х гг.) приближенно геометрическую модель КВМ представляли в виде пузыря (рис. 1), но благодаря данным наблюдения с Skylab, стало понятно, чего и до сих пор многие придерживаются, что первоначальный вид – это петля (рис. 2).

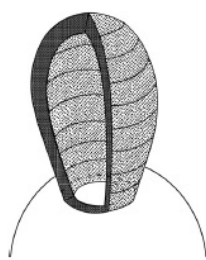


Рис. 1. Схематичная геометрия КВМ в виде пузыря.

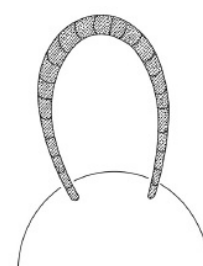


Рис. 2. Петля плотной плазмы.

Другой важный вопрос, также долгое время был нерешенным, но сейчас большая часть людей пришла к единому мнению, что петля представляет собой плазменную «скрученную нить» с винтовым магнитным полем. Изначально в ранних работах, когда стал ясен примерный вид, использовали случай, когда магнитное поле направлено вдоль петли [1]. В дальнейшем, уже основываясь на снимках Yohkoh, ни у кого не вызывало сомнений, что магнитное поле имеет «скрученный» вид (рис. 3) и с того момента начинает использоваться модель рассмотренная в статье Titov [2] (рис. 3), которая в скором времени была модифицирована в статье Tögök [3] (рис. 4).



Рис. 3. Изображение петли в рентгеновском диапазоне со скрученным магнитным полем.

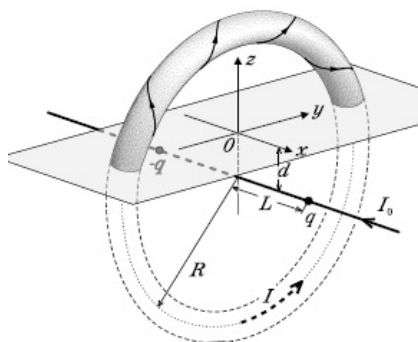


Рис. 4. Модель Titov V.S., Démoulin P.

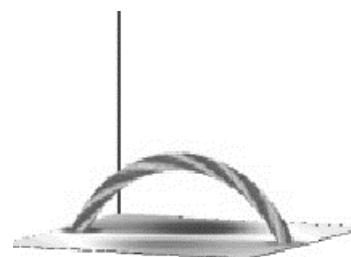


Рис. 5. Модель Török T., Kliem B.

Дальнейшие исследования сводятся к тому, как можно максимально точно описать решение бессилового тороидального магнитного поля, в работе Петуховой [4], делается обзор и анализ решений для тороидального поля, используемых разными авторами. В частности можно выделить решение Миллера-Тернера [5], а также наиболее интересным является модифицированное решение Миллера-Тернера описанное в работе Vandas [6]:

$$B_r = B_0 \frac{R_0 - 2rcos\theta}{2\alpha R_0(R_0 + rcos\theta)} J_0(\alpha r) \sin\theta, \quad (1)$$

$$B_\varphi = B_0 \left(1 - \frac{r}{2R_0} \cos\theta \right) J_0(\alpha r),$$

$$B_\theta = -\frac{B_0}{2\alpha R_0(R_0 + rcos\theta)} \{ 2\alpha R_0^2 J_1(\alpha r) - R_0 [J_0(\alpha r) - \alpha r J_1(\alpha r)] \cos\theta + r [2J_0(\alpha r) - \alpha r J_1(\alpha r)] \cos^2\theta \}.$$

Основываясь на моделях Titov V.S., Démoulin P. и Török T., Kliem B. в работе Lionello R. et al. [7], была проведена симуляция межпланетного КВМ, но общее магнитное поле Солнца было представлено в виде диполя, что накладывает ограничение на рассматриваемые расстояния. В конце 1960-х годов, первые модели основывались на том, что магнитное поле Солнца можно представить в виде потенциального поля (рис. 6). Следующим шагом в развитии моделирования глобального магнитного поля является применение МГД приближения (рис. 7) [8]. Далее основываясь на том, что локальные изменения, происходящие в солнечной атмосфере не сильно влияют на общую картину, набирали популярность магнитогидростатические модели, и более популярные (но менее реалистичные) являются МГС – подходы с дополнительными ограничениями, например, по плотности электрического тока в виде:

$$\nabla \times \vec{B} = \alpha_0 \vec{B} + f(r) (\nabla(\vec{r} \cdot \vec{B})) \times \vec{r}. \quad (2)$$

На данный момент большая часть работ основывается на том, что используют «бессиловое» магнитное поле, то есть его можно представить в виде

$$\nabla \times \vec{B} = \alpha \vec{B}. \quad (3)$$

Соответственно, когда $\alpha = \text{const}$, то такое поле называется линейным «бессиловым» полем (LFFF), но оно не подходит для моделирования солнечных активных областей, тогда α варьируют и получают нелинейное «бессиловое» поле (NLFFF) (рис. 8) [9].



Рис. 6. Потенциальное магнитное поле (PFSS модель).

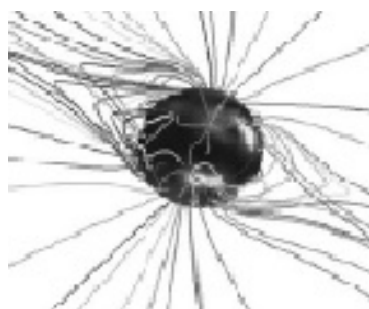


Рис. 7. МГД модель магнитного поля.

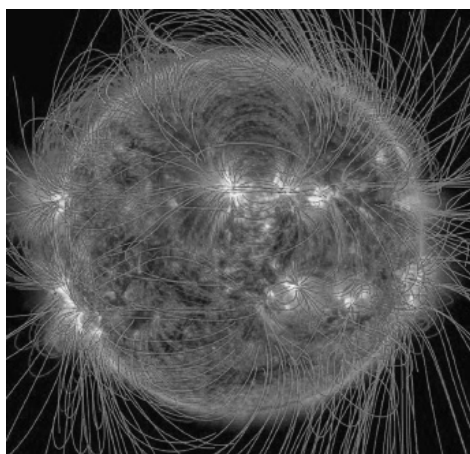


Рис. 8. Общее магнитное поле Солнца в NLFFF модели.

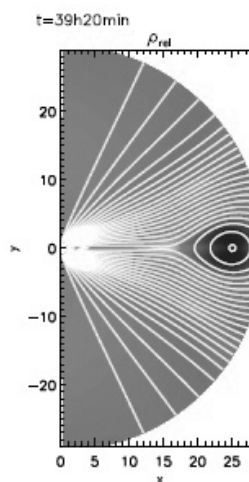


Рис. 9. Магнитное поле толкает КВМ.

Следующим действием является определение начального условия для распределений плотности и давления, в работе Zuccarello F., Meliani Z., Poedts S. используется то, что экстраполированное магнитное поле накладывается на изотермическое гидростатическое равновесие, $T_0 = 1.5 \cdot 10^6$ К, в данном случае оно будет немного изменено для тороидальной модели [10]:

$$\rho = \rho_0 \cdot \exp \left\{ \frac{GM_{\odot}}{v_0^2} \left(\frac{1}{f(r) + R_{\odot}} - \frac{1}{R_{\odot}} \right) \right\}, \quad (4)$$

$$p = p_0 \cdot \exp \left\{ \frac{GM_{\odot}}{v_0^2} \left(\frac{1}{f(r) + R_{\odot}} - \frac{1}{R_{\odot}} \right) \right\}, \quad (5)$$

где $p_0 = v_0^2 \rho_0$.

Дальнейшие расчеты будут основываться на том, как будет зависеть начальная скорость от положения, направления и физических параметров, в той же работе Zuccarello F., Meliani Z., Poedts S. начальный профиль скорости представляет собой связь между альфвеновской скоростью и изменением магнитного поля, в более ранней работе использовался профиль скорости, который зависит от первоначальной скорости и угла раствора, точнее скорости расширения магнитного давления на КВМ в двумерном случае (рис. 9) [11].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 15-02-20001).

Литература

1. *Antiochos S.K., DeVore C.R., Klimchuk J.A.* A model for solar coronal mass ejections // *The Astrophysical Journal*, 1999. Vol. 510. PP. 485-493.
2. *Titov V.S., Démoulin P.* Basic topology of twisted magnetic configurations in solar flares // *Astronomy and Astrophysics*, 1999. Vol. 351. PP. 707-720.
3. *Török T., Kliem B.* Confined and ejective eruptions of kink-unstable flux ropes // *The Astrophysical Journal*, 2005. Vol. 630. PP. 97-100.
4. *Петухова А.С., С.И. Петухов.* Тороидальные модели магнитного поля с винтовой структурой // *Солнечно-земная физика*, 2019. Т. 5. № 2.
5. *Miller G., Turner L.* Force free equilibria in toroidal geometry // *Physics of Fluids*, 1981. V. 24. PP. 363-365.
6. *Vandas M., Romashets E.* Comparative study of a constant-alpha force-free field and its approximations in an ideal toroid // *Astronomy and Astrophysics*, 2015. V. 580. A123.
7. *Lionello R. et al.* Magnetohydrodynamic simulations of interplanetary coronal mass ejections // *The Astrophysical Journal*, 2013. 777:76 (11pp).
8. *Mikić Z., Linker J.A., Lionello R. et al.* Magnetohydrodynamic modeling of the global solar corona // *Physics of plasmas*, 1999. Vol. 6. №5.
9. *Wiegmann T.* Nonlinear force-free modeling of the solar coronal magnetic field // *Journal of geophysical research*, 2007. Vol.113. A03S02.
10. *Zuccarello F., Meliani Z., Poedts S.* Numerical modeling of the initiation of coronal mass ejections in active region NOAA9415 // *The Astrophysical Journal*, 2012. 758:117 (12pp).
11. *Zuccarello F.P., Jacobs C., Poedts S., van der Holst B. et al.* Modeling the initiation of coronal mass ejections: magnetic flux emergence versus shearing motions // *Astronomy and Astrophysics*, 2009. Vol. 507. PP. 441-452.

ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА НА ПРОТЯЖЕНИИ 22–24 ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Дмитриев П.Б.

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

TEMPORAL STRUCTURE OF THE SOFT X-RAY RADIATION OF THE SUN OVER 22–24 CYCLES OF SOLAR ACTIVITY

Dmitriev P.B.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Based on the developed method of combining numerous scattered time series of the same type of measurements into a single weighted average series, according to the data of the GOES satellites, a single series of daily data was synthesized over the past three solar cycles.

From this series of data, the “flare” and “background” components were distinguished, which were investigated using the method of constructing a combined spectral periodogram for the presence of quasiperiodic oscillations at various solar cycles. Some of the values of the revealed quasiperiods can be explained by both the synodic and sidereal rotation of the Sun, and the rest reflect the average times of the “life” of active formations of the solar atmosphere (groups of sunspots, flare sites, etc.).

Based on experimental data, it is shown that differential rotation of the solar corona is possible.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-149-152

Введение

Уже первые изображения Солнца, полученные спутником *Yohkoh* в диапазоне мягкого рентгеновского излучения (МРИ) показали, что МРИ исходит от «горячих» петель магнитных активных областей, основы которых уходят под фотосферу, а вершины расположены в короне [1]. «Горячая» плазма, которой наполнены магнитные петли, является источником «квазитеплого» рентгеновского излучения, которое формирует медленно меняющуюся «фоновую» составляющую МРИ Солнца, в то же время в этих структурах происходят солнечные вспышки, которые характеризуются резким увеличением потока МРИ на несколько порядков превышающем «фоновое» излучение, и отличающееся от него скоротечностью во времени (минуты, часы) [2]. Поэтому МРИ можно использовать в качестве индикатора солнечной активности (СА) [3]: «фоновая» составляющая отражает интенсивность образования в атмосфере Солнца активных магнитных областей, а «вспышечная» – их эволюцию.

Исходные данные и методы их обработки

Для изучения СА в диапазоне длин волн МРИ во время 22–24 циклов СА использовались данные десяти спутников серии GOES: посуточный и почасовой поток МРИ ($1-8\text{\AA}$, Вт·м⁻²) от всего диска Солнца. Обработка данных осуществлялась в следующей последовательности.

Сначала на каждую дату общего промежутка времени функционирования всех десяти спутников, те из измерений каждого спутника, которые существуют для этой даты, «усредняются» как неравноточный ряд измерений с заданными весами измерений [4]. В результате на каждую дату из общего интервала времени измерений всех спутников вычисляется одно значение средневзвешенного ряда измерений. Затем для потока МРИ были определены среднесуточные значения «фоновой» составляющей путем выбора минимального из среднечасовых значений МРИ в каждых сутках. «Вспышечная» составляющая МРИ была получена вычитанием «фоновой» из среднесуточных значений МРИ. И в заключение, осуществлялось выявление скрытых периодичностей в среднесуточных рядах «фоновой» и «вспышечной» составляющих при помощи комбинированной спектральной периодограммы [5, 6], представляющей собой синтез периодограммы анализа [7] и классического спектрального анализа [8].

Результаты обработки

Результаты обработки «фонового» (ФРИ) и «вспышечного» (ВРИ) компонентов МРИ ($1-8\text{\AA}$) для последних трех циклов солнечной активности приведены в таблице и на рисунке.

Таблица. Значения выявленных квазипериодов (день) для 22 – 24 циклов СА.

22 цикл СА		23 цикл СА		24 цикл СА	
ФРИ	ВРИ	ФРИ	ВРИ	ФРИ	ВРИ
	5	7	5	9	9
14	16	15		13	15
		20	18	20	20
24	23	26	26	26	24
29	30	36	30	32	33
49	43	45	40, 45	44	42, 48
54	54, 58	52	52, 56	53	53
	65	63	63, 67	60	59, 62
75	73	73	77		70, 75
80	82	86	86	82	88
106	105	111	112	120	119
	135	135	136	145	145
159	162	156	157	168	169
181, 254	209, 285	201, 276	202, 229	212, 267	267, 319
1.01 года		0.92 года	1.04 года	1.03 года	1,33 года

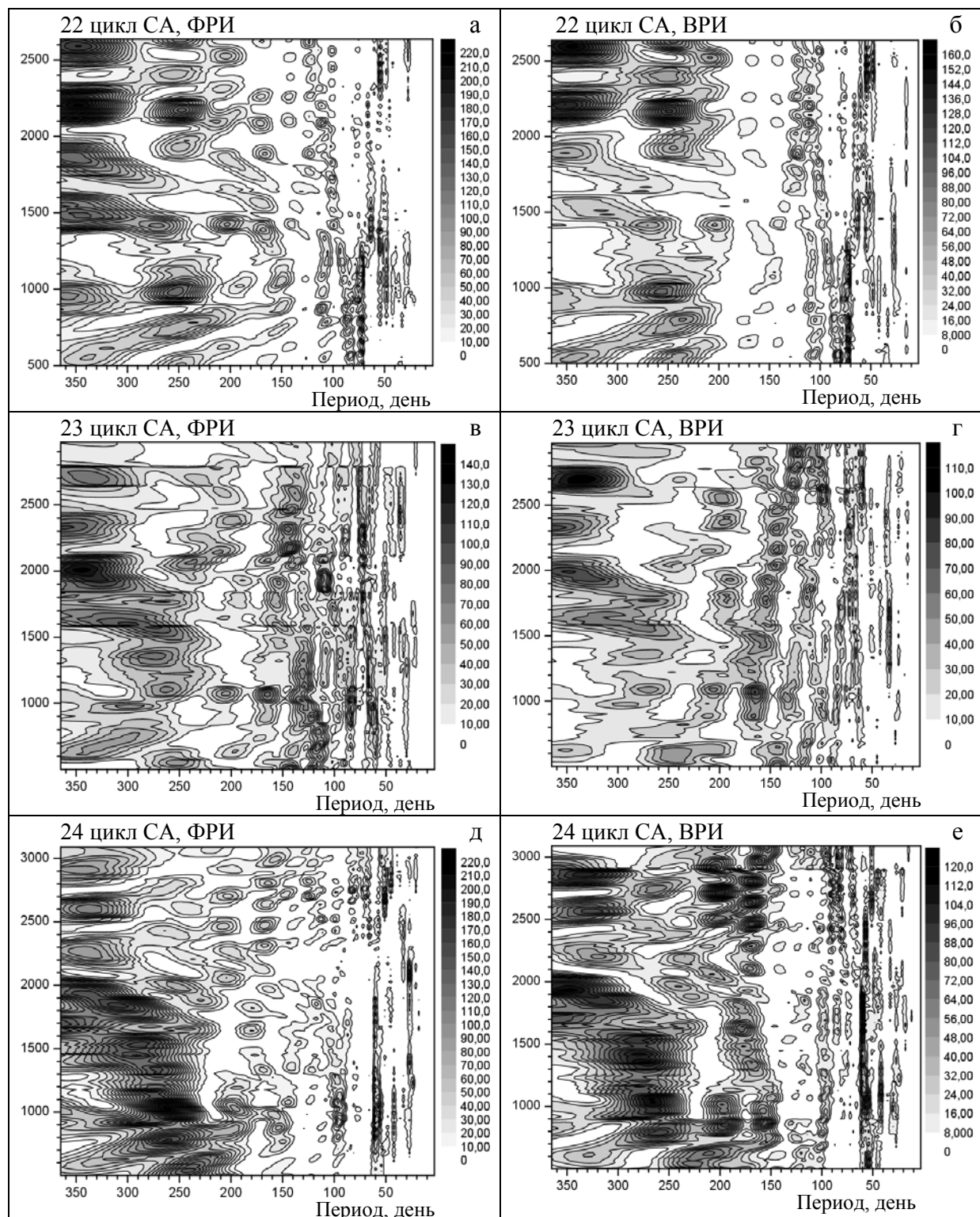


Рисунок. Выборочная оценка нормированной спектральной плотности, построенная в "скользящем временном окне" величиной 1000 дней, для «фонового» (а, в, д) и «вспышечного» (б, г, е) компонентов мягкого рентгеновского излучения Солнца трех циклов СА. По оси абсцисс отложены значения пробного периода, по оси ординат - дни, отсчитываемые от даты начала каждого цикла: для 22 цикла от 01.04.1987 (а, б), для 23 – от 01.08.1997 (в, г), для 24 – от 16.11.2009 (д, е). На рисунках б, г, е ясно видно смещение зоны вспышечной активности к экватору, т.е. к области большей скорости дифференциального вращения источников вспышечной активности.

Обнаруженные значения квазипериодов могут быть интерпретированы как результат дифференциального вращения Солнца и расположения источника излучения в хромосфере на высоте 5000–11000 км или в короне на высоте 40000–60000 км над уровнем фотосферы [9–12]; и как результат эволюции солнечных активных образований [13] (6 суток – среднее время «жизни» обычной группы пятен, 45 суток – больших групп пятен, 15 – суток – обычной факельной площадки). Квазипериоды величиной до несколько месяцев можно рассматривать как результат существования долгоживущих активных образований (58 суток – время «жизни» спокойного протуберанца, 82 дня – больших групп факельных площадок).

Заключение

В работе применен разработанный метод объединения разрозненных однотипных измерений в единый ряд, который сохраняет основные средние статистические и физические характеристики первоначальных исходных измерений. Метод основан на принципе обработки неравноточных временных рядов с заданными весами измерений.

На основе измерений потока мягкого рентгеновского излучения от всего диска Солнца в диапазоне 1–8 Å десятью спутниками серии GOES синтезирован средневзвешенный ряд мягкого рентгеновского излучения в течение 22–24 циклов солнечной активности (с 1986 по 2019 год).

При помощи модифицированного метода спектрального анализа в синтезированном ряде данных были выявлены квазипериодические компоненты с периодами от нескольких дней до полутора лет, которые отражают «характерные времена жизни» солнечных активных образований 22–24 циклов.

На основе экспериментальных данных показано, что возможно дифференциальное вращение солнечной короны.

Литература

1. Hara H., Tsuneta S., Lemen J.R. et al. // Publ. Astron. Soc. Japan. 1992. V.44. P.L135.
2. Aschanden M.J. // Solar Phys. 1994. V.152. P.53.
3. Дмитриев П.Б., Милецкий Е.В. // Солнечно-земная физика. 2002. Вып.2 (115). С.16.
4. Агекян Т.А. Теория вероятностей для астрономов и физиков. – М.: Наука, 1974. 264 с.
5. Dergachev V.A., Tyasto M.I., Dmitriev P.B. // Advances in Space Res. 2016. V.57. P.1118.
6. Драневич В.А., Дмитриев П.Б., Гнедин Ю.Н. // Астрофизика. 2009. Т. 52. №4. С. 591.
7. Серебренников М.Г., Первозванский А.А. Выявление скрытых периодичностей. – М.: Наука, 1965. 244 с.
8. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1972. Вып.2. 287с.
9. Ternullo M. // Solar Phys. 1986. V. 105. P. 197.
10. Donahue R.A., Keil S.L. // Solar Phys. 1995. V. 159. P. 53.
11. Vats H.O., Cecatto J.R., Mehta M., et al. // Astrophys. J. 2001. V. 548. P. L87.
12. Vats H.O., Deshpande M.R., Shah C.R., et al. // Solar Phys. 1998. V. 181. P. 351.
13. Аллен К.У. Астрофизические величины. – М.: Мир, 1977. 446 с.

ПРОЯВЛЕНИЕ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В РИТМАХ ОЗЁРНЫХ ЛЕНТОЧНЫХ ГЛИН ПОЗДНЕГО ПЛЕЙСТОЦЕНА И СОВРЕМЕННОЙ ЭПОХИ

Дмитриев П.Б.¹, Дергачев В.А.^{1, 2}, Тясто М.И.²

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

²*Санкт-Петербургский Филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия*

MANIFESTATION OF SOLAR ACTIVITY CYCLES IN THE RHYTHMS OF LACUSTRINE RIBBON CLAY OF THE LATE PLEISTOCENE AND THE MODERN ERA

Dmitriev P.B.¹, Dergachev V.A.¹, Tyasto M.I.²

¹*Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia*

²*IZMIRAN, St. Petersburg Branch, St. Petersburg, Russia*

The relation of the spectral-temporal structures of solar activity, consisting of its five main cycles: Schwabe, Hale, Brückner, Gleisberg and Suess-deVries; and the “rhythms” of lacustrine ribbon clays of thirteen samples of the National Oceanic and Atmospheric Administration database, related to the period of the Late Pleistocene (~15 thousand years ago) and the modern era (from 3 thousand years BC to the present) is considered in this paper. It was shown that no systematic shifts in the values of solar activity cycles relative to the corresponding periods of the cyclic components of lacustrine ribbon clays were found, and there is only a partial coincidence (from 33% to 78%) of the former with the latter, depending on the magnitude of the values of their periods.

Moreover, in all samples of lacustrine ribbon clays there is a cycle of 5-7 years, which has recently been attributed to the El Niño phenomenon.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-153-156

Введение

Доскональную картину изменения климата в далеком прошлом дают аргиллиты – ископаемые окаменелости, обладающие слоистой структурой и сформировавшиеся в результате уплотнения ленточных глин, которые представляют собой отложения приледниковых озёр, состоящие из многократно повторяющихся ежегодных отложений тонких слоев ледниковой мути, содержащей в основном тонкозернистый песчаный материал летом и глинистый зимой [1]. По толщине таких годовых отложений (двойных «слоёв») величиной от долей миллиметра до нескольких сантиметров можно судить об интенсивности таяния ледника, а тем самым и об изменении климата в то далекое доисторическое время.

При изучении вариаций толщины слоев («ритмов») отложений аргиллита формации «Gowganda» Раннего Палеопротерозойского периода (~2 млрд. лет тому назад) [2] и формации «Elatina» Позднего Докембрийского периода (~680 млн лет назад) [3] в их структурах были обнаружены цик-

личности, периоды которых систематически сдвинуты относительно периодов циклов солнечной активности, величина которых известна в настоящее время, причем, чем старше была формация, тем больше была величина этого сдвига. Поэтому возник вопрос: чем обусловлен этот сдвиг – временем или он носит случайный характер? Существует ли он в настоящее время? И насколько точно «ритмы» ленточных глин могут отражать в своей временной структуре основные циклы солнечной активности?

Исходные данные и метод исследования

Чтобы проверить насколько точно можно соотносить циклы солнечной активности с «ритмами» ленточных глин в «недалеком» прошлом и в настоящее время, были изучены структуры трёх образцов ленточных глин Позднего Плейстоцена (~15 тыс. лет тому назад) и 10-ти образцов современной эпохи (от ~3 тыс. лет до нашей эры по настоящее время), когда структура циклов солнечной активности известна по многочисленным наблюдательным данным – это циклы: Швабе, Хейла, Брюкнера, Гляйсберга и Зюсса-де Врие. Образцы были разбиты на 18 частей (см. табл.) таким образом, чтобы временные ряды не имели временных пропусков. Данные хранятся в архиве NOAA's National Climatic Data Center по адресам [4, 5], где вместо «№» надо подставить соответствующее значение из первой колонки таблицы.

Для изучения временных структур ленточных глин с целью выявления в них периодов квазипериодических компонентов был применен модифицированный метод спектрального анализа – построение комбинированной спектральной периодограммы (КСП). Суть метода заключается в следующем: выборочная оценка нормированной спектральной плотности [6] для исходного временного ряда и его нескольких высокочастотных компонентов, отфильтрованных при помощи высокочастотного фильтра с заданными значениями частоты среза фильтра на половине мощности сигнала [7], вычисляется в зависимости от «пробного» периода, а не от частоты. Затем все эти оценки накладываются друг на друга на одном и том же поле графика, образуя КСП. Более полно метод изложен в работах [8–10].

Результаты обработки палеоданных

Анализ исходных данных при помощи метода построения КСП позволил выявить в них квазициклические структуры (см. таблицу), которые можно отнести к следующим циклам солнечной активности: циклы Швабе (10–12 лет) и Гляйсберга (80–90 лет) с двумя его «ветвями» (60–70 и 100–120 лет) проявляются четко в большинстве частей образцов (в 56–78% от общего числа 18 случаев), тогда как циклы Хейла (21–23 года), Брюкнера (31–33 года) и Зюсса-де Врие (190–210 лет) обнаруживаются реже: в 33%, 44% и 50% случаев соответственно.

Таблица. Значения основных циклов СА и периодов выявленных квазипериодических компонентов «ритмов» ленточных глин 13-ти образцов базы данных NCDC (National Climatic Data Center)

№	Эпоха, год	Циклы СА и выявленные квазипериоды «ритмов» ленточных глин, день												
		11	22	32	65	85	110	200	(190-210)					
СА	1700 - 2019	11	22	32	65	85	110	200	(190-210)					
	Anno Domini	(10-12)	(21-23)	(31-33)	(60-70)	(80-90)	(100-120)							
6203	971 - 2003	7	12	16	28	36	46	57	68	90	104	138	167	208
6192	9 - 999	5		18	25	31	38		68	91	118	144		189
6192	1000 - 2005	8	12	19	22	26	36	51	59	75	83	148		209
13096	-2192 - 0	5	13		23	29	31	48	52	65	85	119	133	163
13096	0 - 1965				20	27		45	57	67	88	119	131	169
8662	-1309 - 0	8	12	16	23	27	36	45	57	69	108	126	154	181
8662	0 - 1987	6		16	25	31	44	54	65	91	107	135	168	231
8659	0 - 1925		13		21	30	43	55	66	71	81	120		190
8661	1 - 2004		12		22	26	33	43	50	63	74	88	108	128
6190	1017 - 1965	8	11	15	19	28	31	47	51	68	106	142		198
6195	-3236 - 1969			16		31	41		64	71	90		160	
8759	43 - 1992	5		14		34	49	57	69	75	86	120	147	196
5473	457 - 1871	5		18	26	30	42	56		93	121	145		206
	Before Present													
5480	17500 - 13500	5	11		22	28		41	58	61	71	84	110	134
12584	19219 - 20083	4	11	16		30	44	54			84		126	
12584	20094 - 21023	7	10	16	20	31	39	49	66		90	107		
8656	11000 - 11584	9	12		24	36	40	57		72	84	122		190
8656	11636 - 12878	7	10	16		32	36	54	60	74	85	102	150	175
			56%		33%	44%			78%		72%	72%		50%

Выводы

Показано, что в пространственно-временных структурах трех образцов ленточных глин Позднего Плейстоцена (~15 тыс. лет тому назад) и десяти – современной эпохи (от 3 тыс. лет до нашей эры по настоящее время) при помощи метода построения комбинированной спектральной периодограммы были обнаружены циклические компоненты, которые можно отнести к следующим циклам солнечной активности: циклу Швабе (10–12 лет), который проявляется в 56% случаев от общего числа исследуемых 18 частей образцов, циклу Хейла (21–23 года) – в 33 % случаев, циклу Брюкнера (31–33 года) – в 44% случаев, циклу Гляйсберга (80–90 лет) – в 72% случаев, первой ветви цикла Гляйсберга (60–70 лет) – в 78% случаев, второй ветви цикла Гляйсберга (100–120 лет) – в 72% случаев и циклу Зюсса-де Врие (190–210 лет) – в 50% случаев, причем систематических сдвигов значений этих циклов относительно соответствующих им циклических компонентов ленточных глин обнаружено не было.

В тоже время во всех образцах присутствует цикл 5–7 лет, который в последнее время относят к явлению Эль-Ниньо [11].

Литература

1. Жемчужников Ю.А. Сезонная слоистость и периодичность осадконакопления // Труды Геол. ин-та АН СССР. 1963. Вып.86. 72 с.
2. Тясто М.И., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б., Благовещенская Е.Э. Ритмы палеоклимата Земли в структуре окаменевших слоистых отложений палеопротерозоя (~2 млрд. лет тому назад) и современные циклы солнечной активности // Тр. Всероссийской ежегодной конф. по физике Солнца: «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018». СПб: ГАО РАН, 2018. С.377-380.
3. Тясто М.И., Дергачев В.А., Дмитриев П.Б., Благовещенская Е.Э. Квазипериодические вариации в структуре окаменевших слоистых отложений докембрия (~680 млн лет тому назад) и современные циклы солнечной активности // Тр. Всероссийской ежегодной конф. по физике Солнца: «Солнечная и солнечно-земная физика – 2017». СПб: ГАО РАН, 2017. С.337-340.
4. <https://www.ncdc.noaa.gov/data-access/paleoclimatology-data/datasets/lake>
5. <https://www.ncdc.noaa.gov/paleo-search/study/«№»>
6. Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. Вып. 2. М.: Мир. 1972. 287 с.
7. Alavi A.S., Jenkins G. M. An example of digital filtering // Appl. Statist. 1965. V.14. P.70.
8. Dergachev V.A., Tyasto M.I., Dmitriev P.B. Palaeoclimate and solar activity cyclicity 100–150 million years ago // Advances in Space Research. 2016. V. 57. P. 1118.
9. Raspopov O.M., Dergachev V.A. and Dmitriev P.B. Manifestation of solar activity variations 70-45 million years ago // Geophysical processes and biosphere. V.12. № 3. P. 33-65. 2013.
10. Драневич В.А., Дмитриев П.Б., Гнедин Ю.Н. Квазипериодические осцилляции кривой блеска GRB 080319B // Астрофизика. Т. 52. № 4. С. 591-603. 2009.
11. Rittenour T.M., Brigham-Grette J., Mann M.E. El Niño-Like Climate Teleconnections in New England During the Late Pleistocene // Science. 2000. V. 288 (5468). PP. 1039-1042.

ОСОБЕННОСТИ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ ФОТОСФЕРЫ ПРИ ВЫСОКОМ ПРОСТРАНСТВЕННОМ РАЗРЕШЕНИИ

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

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

FEATURES OF THE FINE STRUCTURE OF THE PHOTOSPHERE AT HIGH SPATIAL RESOLUTION

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

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

The small-scale elements observed in the solar photosphere at high resolution are discussed: granules, faculae, micropores. As a separate element of the fine structure, a continuous network formed by dark intergranular lanes is considered. The results of image processing of micropores and facular knots obtained using modern adaptive telescopes are presented. For intergranular lanes and micropores, a stationary regime is determined, when the horizontal-vertical plasma flows converging to the lanes (and to the micropores) compensate the dissipative spreading of the magnetic flux on a given scale. A theoretical evaluation of the characteristic scales of these structures in the photosphere gives: 20–30 km for the thickness of dark intergranular spaces and 200–400 km for the diameter of micropores.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-157-160

1. Введение

На снимках фотосферы в континууме, получаемых с высоким угловым разрешением, поле солнечной грануляции предстает как сложная, мультимасштабная структура (см. рис. 1). Наиболее устойчивым и ярко выраженным масштабом тонкой структуры фотосферы является гранулярная сетка размером 1.5" – 2.4". Амплитуды более высокочастотных гармоник ниже уровня доверия 2σ и соответствующие им образования носят в значительной степени случайный характер [1]. С элементами тонкой фотосферной структуры, наблюдаемой в белом свете, тесно связана тонкая структура магнитного поля [2]. Проблема скрытых магнитных полей, невидимых на магнитограммах, детально обсуждалась в [3]. Мелкомасштабные магнитные элементы содержат большое количество свободной (связанной с электрическими токами) энергии, которая может вносить значительный вклад как в нагрев солнечной атмосферы, так и во вспышечное энерговыделение. В 1973 г. был запущен стратосферный телескоп с диаметром зеркала 100 см. Тогда на нескольких фотографиях фотосферы было достигнуто дифракционное разрешение объектива – 0".12 [5]. Даже сегодня, спустя более 45 лет, это является очень хорошим результатом.

За последние 10 лет применение новых технологий привело к революции в качестве получаемых наземных изображений Солнца. Главные из

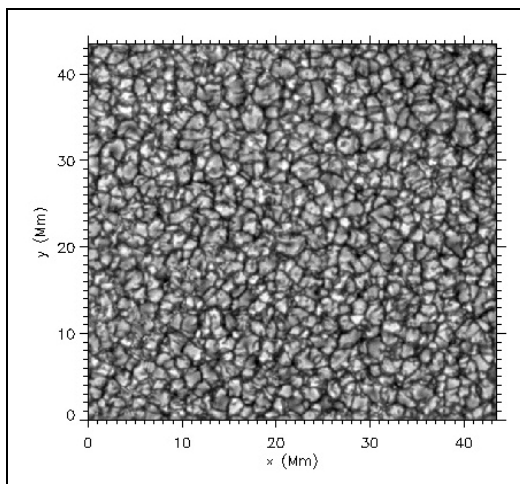


Рис. 1. Снимок грануляции вблизи центра солнечного диска, получен 30.06.1970 г. на Пулковском стратосферном телескопе (stratospheric balloon-borne observatory, Krat et al., 1970). Время экспозиции 1 мсек, высота полета 21 км. Фильтром выделена полоса длин волн 4380–4800 Å (эффективная $\lambda = 4600\text{Å}$). Использована 80-мм фотопленка FT30, откалиброванная 9-ти ступенчатым ослабителем, что сводило к минимуму искажения контраста грануляции. Достигнуто угловое разрешение $0''.24$, соответствующее дифракционному разрешению 50 см объектива телескопа.

них: а) адаптивная оптика [6], б) многокадровая деконволюция (multi-object multi-frame blind deconvolution, MOMFBD) [7], в) реконструкция спеклов [8]. Сейчас несколько наземных солнечных телескопов, оснащенных системами адаптивной оптики, позволяют систематически выполнять наблюдения с высоким разрешением. Они оснащены большими легкими зеркалами, изготовленными по новым технологиям. Таковы, например, 1.6-метровый рефлектор GST (<http://www.bbso.njit.edu>), снабженный адаптивной оптикой и спекл-реконструкцией изображения, New Vacuum Solar Telescope (NVST) в Китае (<http://fso.ynao.ac.cn/index.aspx>) и др. Эти телескопы в наземных условиях обеспечивают пространственное разрешение лучше достигнутого из стратосферы и даже из космоса. Мощные спектрографы позволяют исследовать тонкую структуру магнитных полей.

2. Основные элементы тонкой структуры солнечной фотосферы

В спокойной солнечной фотосфере основным структурным элементом является грануляция, имеющая характерный пространственный масштаб около 1 Мм и время жизни от 5 до 15 минут. Фотосферная гранула представляет собою характерное проявление «переворачивающей» (overturning) конвекции, дополненное разнообразными волновыми процессами, при которой более горячее вещество (и магнитное поле) из центральной части конвективной ячейки сносится за время оборота на её охлаждающую периферию. Здесь необходимо отметить особую роль нисходящих течений, возникающих оттого, что в слое, где наблюдается солнечная грануляция, большую роль начинает играть лучистый перенос, и возникает переход от почти адиабатической конвекции к слою со свободными течениями, нисходящими на периферии в виде струй (plumes) [9].

Особой мелкомасштабной структурой фотосферы, производной от явления overturning конвекции, является сетка темных межгранульных промежутков DIL (the net of dark intergranular lanes). Она представляет собою единое, непрерывное физическое образование, изменяющее свою геометрию

рическую конфигурацию с тем же характерным временем, что и паттерн гранулярного узора, но никогда не исчезающее. Поперечный размер DIL составляет менее $0''.3$. В активных областях средняя ширина промежутков, оцениваемая на уровне современного разрешения, составляет $0''.1$, (т.е. 70 км) и даже менее [10]. Важно подчеркнуть, что для межгранулярных промежутков характерно не только резко пониженное вследствие падения температуры, газовое давление, но и достаточно сильное, $\geq 1kG$, магнитное поле, которое обеспечивает поперечный баланс давлений. В них также наблюдаются нисходящие ламинарные потоки плазмы, усиливающие и упорядочивающие структуру вертикального магнитного поля в этих областях.

При появлении в фотосфере магнитных полей с напряженностью больше 150–200 Гс в поле грануляции появляются факельные поля, слабо различимые на диске, но хорошо заметные у края солнечного диска, при их приближении к лимбу. Факельные поля обычно появляются в активной области раньше пятен, а исчезают позже, но каждый из мелких факелов, элементов поля, представляет собою довольно эфемерное образование со временем жизни не более 1 часа. Вообще, в факельных полях активных областей присутствуют три основных типа магнитных структур:

1). Короткоживущие мелкие факелы гранулярных масштабов со временем жизни 5–15 минут, размерами – $(0.5 - 1)''$. Напряженность магнитного поля в них близка к условию равномерного распределения плотности энергий. В фотосфере $B(equipartition) = 150-200$ Гс. Факельные гранулы очень динамичны, находятся в постоянном движении вследствие воздействий на них со стороны полей грануляции и супергрануляции, их яркость относительно невелика и связана она, по-видимому, с тем, что, взаимодействуя с магнитным полем, давление которого близко к динамическому давлению конвекции, гранулы поджимаются этим магнитным полем, дополнительно структурируются им, и за счет этого увеличивают несколько свою яркость, просвечивая при проворачивании (overturning) своими боковыми поверхностями сквозь окружающие их более прозрачные магнитные силовые трубки. Природа этих элементов хорошо описывается численно в рамках представлений о магнитоконвекции [11].

2). На фоне мелких факельных гранул выделяются факельные узлы (facular knots), более стабильные и крупномасштабные магнитные образования, со временем жизни от часа и более, до 1 суток, размерами до нескольких Мм и напряженностью магнитного поля от 300 до 1200 Гс. Факельные узлы имеют центральную депрессию (фактически, они содержат в своем центре стабилизирующую их микропору) и благодаря этому близки по своим свойствам к солнечным порам. По-видимому, эти объекты располагаются на стыках нескольких конвективных ячеек супергрануляции. В этих ячейках наблюдаются, как известно, радиально-горизонтальные течения плазмы, концентрирующие несколько десятков магнитных факельных

элементов, имеющих вид отдельных магнитных силовых трубок или жгутов, в межсупергранульные промежутки, сгребая их, благодаря вмерзности поля в плазму, к краям ячеек. Эти течения и, главное, значительно пониженное по сравнению с фотосферным давление газа в межгранульных промежутках и обеспечивают своим поджимающим радиальным действием достаточно высокую напряженность магнитного поля и устойчивое, длительное существование факельных узлов.

3). Поры – малые пятна без полутени, время жизни – несколько дней, поперечные размеры 2–4 Мм, иногда до 8 Мм, напряженность магнитного поля около 1500 Гс. В факельных областях наблюдается также большое количество микропор, которые отличаются от пор только меньшими размерами, < 1 Мм, но имеют такой же высокий контраст, резкие фотометрические границы и время жизни – от нескольких часов до 1 дня.

3. Оценки минимального размера структур в солнечной фотосфере

Важный вопрос: как близко современные наблюдения подошли к минимально возможному физическому размеру наблюдаемых солнечных магнитных структур, и каким он может быть? На эту оценку влияют два разнонаправленных процесса: а) расплывание магнитного поля из области его концентрации за счет омической диффузии и б) сгребание вмерзшего в плазму поля конвективными течениями на края ячеек. Баланс этих процессов, когда один уравнивает другой, дает нужную оценку размера квазистационарно существующего магнитного элемента. Проведенный нами теоретический расчет дал: 20–30 км для толщины темных межгранульных промежутков и для диаметра наиболее тонкой магнитной трубки в солнечной фотосфере, 200–400 км – для диаметра микропор.

Литература

1. *Muller, R.* // Solar Physics, 1985, vol. 100, 237-255.
2. *Rachkovsky D.N., Tsap T.T., Lozitsky V.G.* // J. Astrophys. & Astronomy, 2005, V. 26, iss. 4, p. 435-445.
3. *Stenflo, J.O.* // Astronomy & Astrophysics, 2012, Vol. 541, id.A17, 12 pp.
4. *Krat V.A. et al.* // Astronom. Tsirkulyar, 1970, No. 597, p. 1–3.
5. *Krat, V.A., Dul'kin, L.Z. et al.* // Astronom. Tsirkulyar, 1974, 807, p.1–3.
6. *Rimmele, T.R., & Marino, J.* // Solar Adaptive Optics, Living Reviews in Solar Physics, 2011, 8, Issue 1, article id. 2, 92 pp.
7. *Van Noort M., Rouppe van der Voort, Löfdahl, M.* // Sol. Phys., 2005, 228, 191.
8. *Wöger, F., von der Luhe, O., & Reardon, K.* // A&A., 2008, 488, 375.
9. *Rast, M.P.* // Ap. J. 2003, **597**: 1200-1210.
10. *Schlichenmaier, R.; von der Lühe, et al.* // A&A, 2016, 596, id.A7, 10 pp.
11. *Berger, T., Rouppe van der Voort, Löfdahl, M.* // ApJ., 2007, 661, pp. 1272-1288.

СВЯЗЬ ВАРИАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЯТНА И ЯРКОСТИ ЕГО ТЕНИ ПРИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЯХ ПЯТЕН

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

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

RELATIONSHIP BETWEEN THE VARIATIONS OF SUNSPOT MAGNETIC FIELD AND THE BRIGHTNESS OF ITS UMBRA FOR THE LONG-TERM OSCILLATIONS OF SUNSPOTS

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

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

In the long-period oscillations of sunspots the time-variations of magnetic field and the variations of their umbral brightness change in the anti-phase regime: when the spot as a whole shifts up, its magnetic flux tube expands, the magnetic field decreases, and the brightness of the umbra increases slightly; and vice versa, when the magnetic tube of a spot goes down, its field increases slowly and the umbral brightness decreases. This process is fully consistent with the Bierman's idea and the theoretical model of shallow sunspot.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-161-164

1. Введение

В течение многих лет мы изучаем долгопериодические колебания солнечных пятен (см. [1, 2] и др.). Важный итог этих исследований – установлена эмпирическая зависимость периода низкочастотных колебаний солнечного пятна от напряженности его магнитного поля (рис. 1).

Второй важнейший результат состоит в доказательстве того, что при долгопериодических колебаниях тень пятна ведет себя как единое целое. Так, в [2, 3] было показано, что вследствие сохранения потока поля через пятно, площадь его тени уменьшается при возрастании поля (трубка пятна погружается в более глубокие слои) и увеличивается при уменьшении поля (силовая трубка пятна приподнимается и расширяется).

Оба эти результата полностью соответствуют теоретической модели мелкого пятна [4]. Еще одним доказательством того, что тень пятна в долгопериодических колебаниях изменяется как целое, было бы установление связи между вариациями магнитного поля пятна и вариациями поля яркости его тени. В соответствии с идеей Бирмана [5] низкая температура пятна обусловлена подавлением конвективного переноса сильным вертикальным полем, поэтому следует ожидать, что, как и в случае с площадью тени, вариации магнитного поля пятна будут находиться в противофазе с вариациями яркости его тени: при уменьшении напряженности поля его тормозящее действие на конвекцию слегка ослабнет, и тогда яркость тени повы-

сится. При возрастании поля, наоборот, подавление конвекции усилится, и интенсивность излучения тени упадет.

Выявлению этого эффекта и посвящена данная работа.

2. Связь параметров

Будем рассматривать взаимосвязь двух параметров солнечного пятна: F – поток интенсивности излучения (далее – просто поток) с единицы площади и B – напряженность вертикального магнитного поля. Любой параметр пятна можно представить как сумму его квазипостоянной и переменной частей:

$$P(t) = P_{01} + P_{02} + \delta P(t),$$

где P_{01} – изменение параметра за счет проекционных эффектов, P_{02} – изменение его за счет возможных относительно медленных эволюционных процессов и $\delta P(t)$ – флуктуационная или колебательная составляющая временного ряда изменения данного параметра. Первые два компонента объединяются в понятие «тренд» и снимаются при обработке рядов. В отличие от работ, где исследовались взаимозависимости глобальных параметров стабильного, не подверженного колебаниям солнечного пятна, мы хотим найти связь колебательных компонент его параметров, а именно:

$$\delta F = f(\delta B).$$

Установление характера этой связи важно для проверки концепции долгопериодических колебаний солнечного пятна «как целостного» объекта в модели «неглубокого пятна», развиваемой нашей группой.

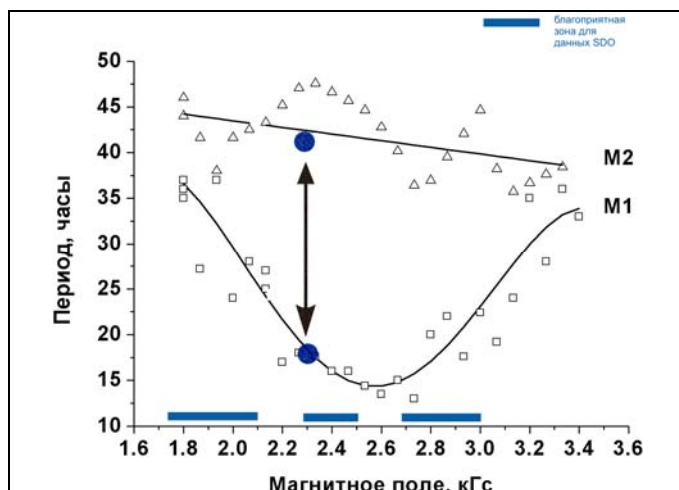


Рис. 1. Зависимость периода низкочастотных колебаний пятна от напряженности магнитного поля (нижняя кривая, мода M1). Такую зависимость даёт и теоретическая модель. Верхняя кривая, M2, отражает колебания пятна, возбуждаемые внешними толчками. Их период не зависит от магнитного поля. Жирные точки – ожидаемые значения периодов для пятна с магнитным полем $B = 2.3$ кГс.

3. Обработка синхронных наблюдений SOHO и SDO

На рис. 3 представлены изменения потока и магнитного поля в пятне. Тренды удалены. Представлена только мода M2 с периодом ~40 часов. Ожидаемая мода собственных колебаний пятна M1 с периодом 16–18 часов, также присутствовала и в магнитном поле, и в потоках. Но для неё ясной противофазности выявить не удалось. Возможно, это связано с плохим

временным разрешением ($\Delta t = 6$ часов), но скорее с амплитудными соотношениями этих мод для конкретного пятна. Часто амплитуда моды $M2 > M1$, но иногда, - наоборот.

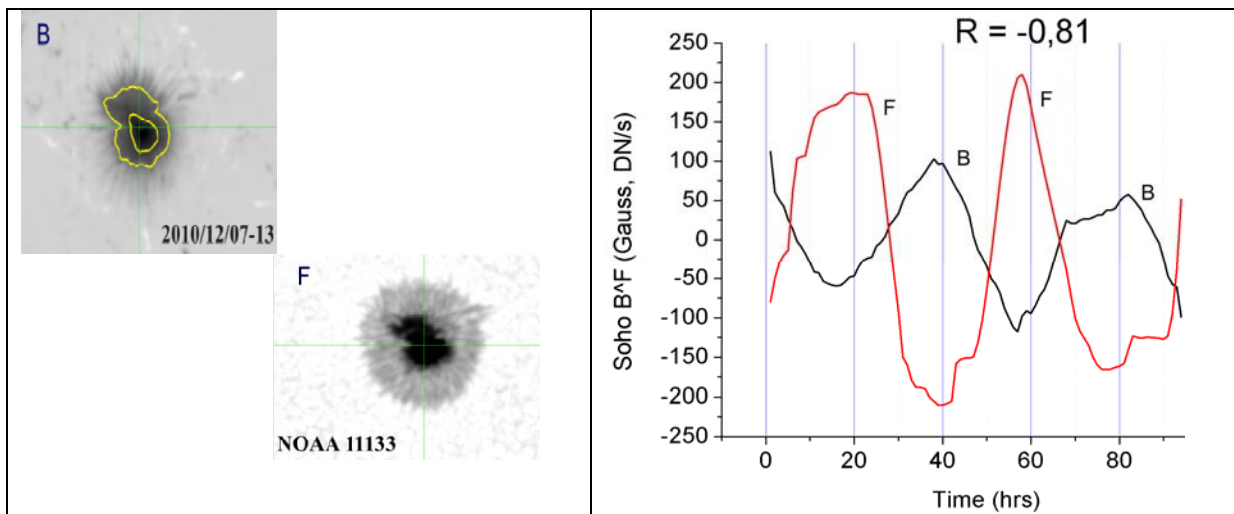


Рис. 2. Для этого пятна с $B = 2.3$ кГс имеются данные и SOHO, и SDO. Ожидаемые периоды, согласно рис. 1, 16-18 и 40-41 час.

Рис. 3. Временной ход потока тени F и магнитного поля B по данным SOHO для периода моды M2. Противофаза процессов очевидна с $R = -0.81$

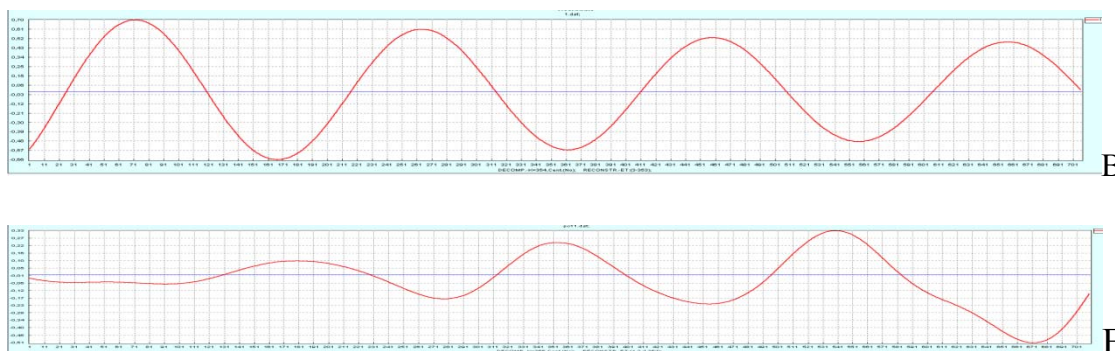


Рис. 4. Пример антикорреляции изменений магнитного поля B и потока F для моды M2 (36–40)h по данным SDO. Эффект здесь очевиден.

Рассмотрим данные SDO. Хотя они имеют более высокое пространственное и временное разрешения, чем SOHO, «прямое сравнения рядов» не дало результатов. Орбитальный артефакт, присущий этой станции, резко усложнил задачу. Выяснилось, что поток от тени пятна сильно отягощен паразитной компонентой с периодом в 24 часа, даже в фотосферных участках он тоже присутствует. Сравнение потоков от произвольно выбранных фотосферных участков с орбитальной скоростью станции (Obs_Vr) показало практически 100% скоррелированность процессов. Доплер-скорость на станции, измеряемая (также как и магнитное поле) через параметры Стокса: $Vd = (V_{\text{cp}} + V_{\text{ср}})/2$, порождает артефакты во временных рядах. Поток оказался функцией от « Vr ».

Однако результата можно достичь, если сравнивать не исходные ряды, а главные моды их разложения: M1(17h) и M2 (40h). M2 – это отклик на толчки со стороны супергрануляции, а M1 и другие – это собственные моды колебания пятна. Наличие синхронности в моде сигнала для разных участков пятна удалось визуализировать с помощью метода Singular Value Decomposition (SVD), реализованного в программе CATTERPILLAR [6].

Вывод

В долгопериодических колебаниях солнечных пятен, при которых пятно в целом испытывает квазипериодические вертикальные смещения, усиление магнитного поля при опускании пятна вниз вызывает понижение яркости его тени. При уменьшении магнитного поля (подъем пятна) наблюдается обратный эффект – рост яркости его тени. Этот процесс соответствует идее Бирмана о торможении конвекции магнитным полем и описывается моделью неглубокого солнечного пятна [4].

Литература

1. *Efremov V.I., Parfinenko L.D., Solov'ev A.A.* // Solar Physics. 2010. Vol. 267. Pp. 279-293.
2. *Efremov V.I., Solov'ev A.A., Parfinenko L.D. et al.* // Astrophys. & Space Science. 2018. 363. № 3. (Article: 61), pp. 1-14.
3. *Korolkova O.A., Efremov V.I.* // Geomagnetism & Aeronomy, 2019, Vol. 59, issue 7, pp.
4. *Solov'ev, A., Kirichek, E.* // Astrophys. & Space Science, 2014, Vol. 352, pp.23-42.
5. *Bierman L.V.* // Astr. Ges., т. 76, p. 194, 1941.
6. *Golyandina, N., Nekrutkin, V., & Zhigljavsky, A.* Analysis of Time Series Structure: SSA and Related Techniques, London: Chapman & Hall/CRC, 2001.

РАДИАЛЬНЫЙ ПРОФИЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В РЕКУРРЕНТНЫХ ГРУППАХ

Живанович И., Осипова А.А., Стрекалова П.В., Иванов В.Г.

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

INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD VARIATIONS ON THE LONG TIME SCALES

Zhivanovich I., Osipova A.A., Strekalova P.V., Ivanov V.G.

Central Astronomical observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

Recurrent sunspot groups are observed during two or more solar rotations and are an important phenomenon in the active regions' evolution study. In this work, we obtained the radial profiles of the vertical component of the magnetic field strength according to the SDO spacecraft data. To obtain the profiles, averaging between the magnetic field strength isolines gradually moving away from the spot's magnetic center to the umbra-penumbra boundary was used. When considering profiles for one sunspot at different moments of its evolution (meaning different crossings of the central meridian), there is a change in the profile of the magnetic field strength. This effect can be explained by the sunspot evolution, which can be used in modeling of the sunspots, including their emerging, development, and dissipation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-165-168

Введение

Рекуррентные группы солнечных пятен – это группы, наблюдающиеся в течение двух и более оборотов Солнца. Они являются агентами стабильной компоненты магнитного поля активного Солнца. Исследования рекуррентных групп затруднены, так как во время наблюдений группам присваивается индивидуальный номер во время каждого оборота, и рекуррентность не отслеживается. Космические наблюдения дают возможность исследовать более тонкие пространственные структуры в солнечных пятнах благодаря высокому пространственному разрешению. В данной работе использованы данные космического аппарата SDO, имеющие разрешение 1'' [2]. Рассматривая рекуррентные группы солнечных пятен, необходимо отметить возможность исследовать эволюционные изменения в солнечных пятнах. Пространственное распределение магнитного поля в активных областях играет важную роль в их моделировании [3]. Однако для рекуррентных групп пятен таких исследований не проводилось, что делает данную тему актуальной для дальнейших исследований.

1. Данные

В работе использован ряд рекуррентных групп солнечных пятен, созданный Ивановым В.Г. [1] за 1956-2017 гг. Однако данные SDO считаются хорошо откалиброванными и достоверными только начиная с 2010 года,

что оставляет 21 рекуррентную группу за 2010-2017 гг., каждая из которых наблюдалась от 2 до 3 оборотов. Для каждого прохождения группы через центральный меридиан были отобраны группы с хорошо выраженной бимодальной структурой для получения распределения напряженности вертикальной компоненты магнитного поля в тени солнечных пятен в зависимости от радиуса тени пятна. Далее по полученным усредненным распределениям напряженности можно проследить эволюционные изменения распределения. По профилю, построенному по выделенной линии, соединяющей магнитные центры пятен в бимодальной структуре, можно получить углы наклона такого распределения, несущие информацию о наклоне магнитной аркады, которая является причиной появления бимодальной структуры. Далее для выбранных групп отбирается интенсивограмма для визуальной оценки структуры тень-полутень, и магнитограмма для анализа структуры магнитного поля в группе и пятнах.

2. Эволюционные изменения профиля вертикальной напряжённости магнитного поля

Для исследования было отобрано 2 рекуррентные группы с хорошо выраженной бимодальной структурой, наблюдавшиеся в течение двух оборотов – всего 4 наблюдения:

- 1) NOAA 12218 (30 ноября 2014) и NOAA 12246 (28 декабря 2014);
- 2) NOAA 12241 (19 декабря 2014) и NOAA 12261 (15 января 2015).

Далее для каждой группы были выбраны главные пятна – обладающие наибольшим значением вертикальной напряжённости магнитного поля H .

Для построения усреднённых профилей магнитного поля в тени пятна и исследования их эволюции использовалась интенсивограмма, на которую накладывались изолинии напряженности магнитного поля, и считалось среднее значение поля (площадь делится на общий поток для каждого промежутка между изолиниями) и среднее расстояние этой области от центра пятна.

На рисунке 1 четко видно, что в первое прохождение группы через центральный меридиан (левые панели) профиль был «колоколообразным», что соответствует фазе его стабильного существования [4]. Во второе прохождение (правые панели) можно наблюдать начало фазы распада – наблюдается эффект «сжатия» профиля магнитного поля по вертикальному направлению. Это обуславливается эволюцией солнечного пятна, спадом магнитного поля и изменением вкладов компонент магнитного поля для двухкомпонентной модели распределения магнитного поля в тени пятна [4].

3. Построение профиля вертикальной компоненты напряжённости магнитного поля рекуррентной группы с бимодальной структурой

Хорошая бимодальная структура для ведущего и хвостового пятен наблюдается только у NOAA 12241 (19 декабря 2014). На изображение

группы накладывалось сечение, по которому строились профили. Оно выбиралось как линия, проходящая через точки с экстремальным значением напряженности магнитного поля в тени пятна.

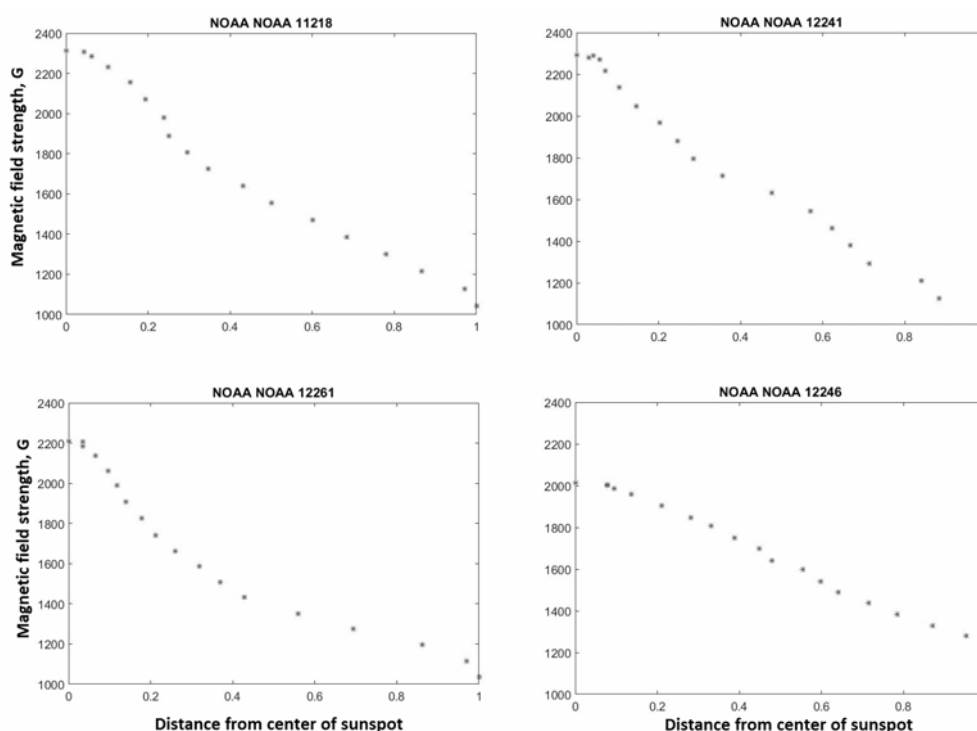


Рис. 1. Профили вертикального магнитного поля для тени главных пятен рекуррентных групп солнечных пятен. По оси у даны значения поля в Гауссах, по оси x – расстояние от центра в относительных единицах, где 1 – это граница тени пятна, 0 – центр пятна.

На рисунке 2 построены профили вертикальной напряжённости магнитного поля рекуррентной группы по двум сечениям – для обоих пятен. На «ветвях» профилей двух пятен отмечены линии, для которых определялся угол наклона. Этот угол считаем углом наклона соответствующих ветвей профиля напряженности вертикальной компоненты магнитного поля для солнечного пятна. Следует отметить асимметрию углов наклона «ветвей» распределения магнитного поля для одного пятна, в отличие от симметрии для одиночного пятна [4], что обусловлено наличием магнитной аркады, формирующей бимодальную структуру. Также для ведомого пятна внутренний угол больше внешнего, что дает возможность предположить, что наклон магнитной аркады в ведомом пятне направлен в сторону от ведущего пятна.

4. Результаты и выводы

Для рекуррентных групп с хорошо выраженной бимодальной структурой в момент вблизи прохождения центрального меридиана построены усреднённые радиальные профили вертикальной компоненты магнитного

поля H . Радиальные профили H испытывают эффект «сжатия» по вертикальному направлению, что обуславливается эволюцией солнечного пятна,

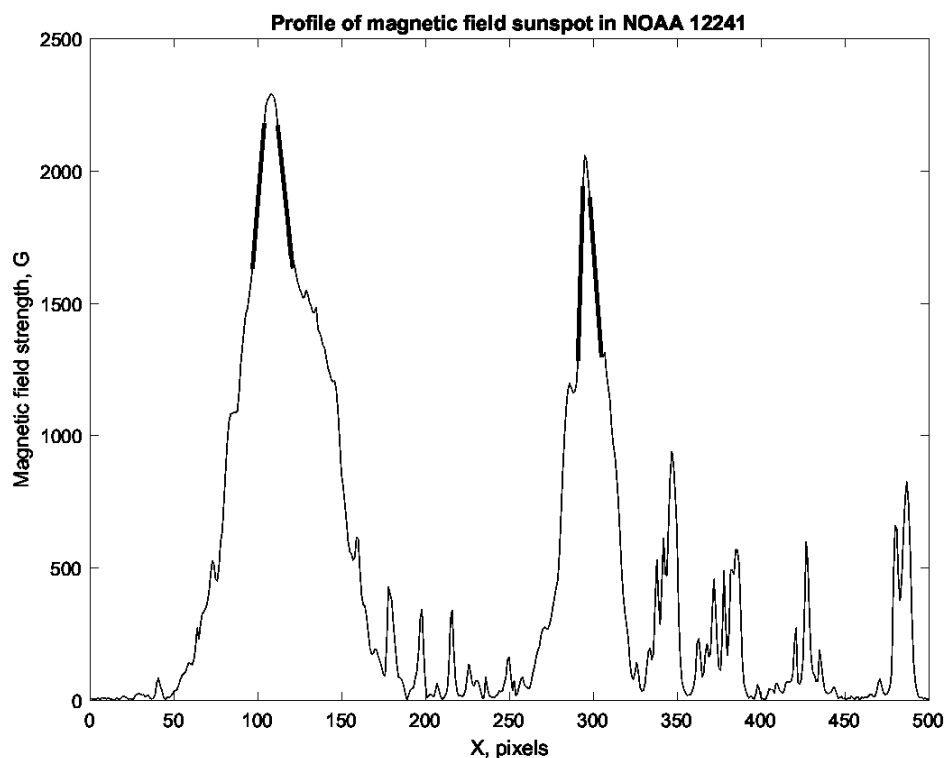


Рис. 2. Усреднённые радиальные профили вертикальной компоненты магнитного поля. Толстые линии – угол наклона ветвей профиля H . Полученные углы относительно горизонтали слева направо: 12.8° , -10° , 30° и -12.8° .

спадом магнитного поля и изменением вкладов компонент магнитного поля для двухкомпонентной модели распределения магнитного поля в тени пятна [4]. Для бимодальной структуры рассматриваемой активной области, в которой находится рекуррентная группа, получены углы наклона «ветвей» для бимодальной группы. Отчетливо видно наличие асимметрии, которая обуславливается наличием магнитной аркады, в отличие от одиночного солнечного пятна. В перспективе есть возможность также проследить за изменением углов наклона профиля магнитного поля с эволюцией бимодальной структуры и группы солнечных пятен.-

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 19-02-00088 и 18-32-00555), а также программы ПРАН-Минобрнауки КП19-270.

Литература

1. Nagovitsyn, Yu.A., Ivanov, V.G., Skorbezh, N.N. // *Astron. Lett.*, 2019, 45, 6, 396.
2. Scherrer, P.H., Schou, J., Bush, R.I., et al. // *Sol. Phys.*, 2012, 275, 1-2, 207.
3. Zagainova, Iu.S., Fainshtein, V.G., Obridko, V.N. / 2015, eprint arXiv:1511.07229
4. Zhivanovich, I., Solov'ev, A.A., Smirnova, V.V., et al. // *Astrophys. Space Science*, 2016, 361, id.102.

ЗАВИСИМОСТЬ ЯРКОСТИ ТЕНИ СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА ОТ НАПРЯЖЕННОСТИ ЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Живанович И.¹, Соловьев А.А.^{1,2}

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

²Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

DEPENDENCE THE UMBRAL INTENSITY OF SUNSPOT ON ITS MAGNETIC FIELD STRENGTH

Zhivanovich I.¹, Solov'ev A.A.^{1,2}

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

²Kalmyk State University, Elista, Russia

As it is known, sunspots have strong magnetic field and intensity lower than at photosphere level. The low temperature of sunspot umbra is explained as result of inhibition of overturning convection by the strong vertical magnetic field. Firstly this idea was proposed by Bierman (1941). In this model the question arises about the saturation effect: what should be the strength of magnetic field to inhibit the convection completely? In the paper we found that at $B = 2300\text{G}$ the effect of saturation takes place: a further increase in the magnetic field does not lead to a decrease in the brightness of the dots of the sunspot umbra.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-169-172

1. Введение

Солнечные пятна известны человечеству издавна благодаря тому, что они на фоне диска выглядят темнее, из-за меньшей эффективной температуры. Солнечные пятна являются магнитными структурами, поэтому потемнение солнечного пятна (снижение температуры) связано с тем, что сильное магнитное поле в тени пятна подавляет конвекцию, оставляя в этой области только лучистый перенос тепла, который заметно слабее конвективного, и это ведет к охлаждению плазмы в тени до 3700–4000 К. Эту идею впервые высказал Бирман [1].

В связи с этим возникает вопрос: при каком значении напряженности магнитного поля в пятне конвекция в нем будет подавлена настолько, что дальнейший рост поля уже не приведет к уменьшению температуры тени?

Установить наличие такого эффекта насыщения очень важно, во-первых, для подтверждения справедливости самой идеи Бирмана, а, во-вторых, для оценки того, насколько давление магнитного поля должно превосходить динамическое давление турбулентных пульсаций, чтобы конвекцию можно было считать полностью подавленной?

2. Используемые данные

Для работы нам потребуется иметь два вида данных: измерения магнитного поля в тени пятна и одновременные измерения яркости (интенсивности) в тех же точках (площадках) тени. Для этой цели подходят магнитограммы и интенситограммы, получаемые инструментом НМІ на борту космической обсерватории Solar Dynamic Observatory [2], обладающие, к тому же, высоким пространственным разрешением. Интенситограммы нормировались по уровню интенсивности в континууме для спокойной фотосферы Солнца.

Для работы были отобраны 22 солнечных пятна.

3. Радиальные распределения напряженности магнитного поля и интенсивности в континууме для тени солнечного пятна

Для получения зависимости между напряженностью магнитного поля и интенсивностью тех же областей в континууме для тени солнечного пятна использовались усредненные радиальные распределения напряженности магнитного поля в пятне и интенсивности в континууме для того же пятна. Такие радиальные распределения получались путем подсчета потоков (магнитный поток и общий поток интенсивности) между изолиниями магнитного поля и интенсивности. Пример интенситограммы с изолиниями интенсивности в континууме представлен на Рис. 1. По осям отложены размеры в пикселях, перемена цветов соответствует изменению уровня интенсивности относительно уровня интенсивности спокойного Солнца. Изолинии интенсивности даны с шагом 0.1.

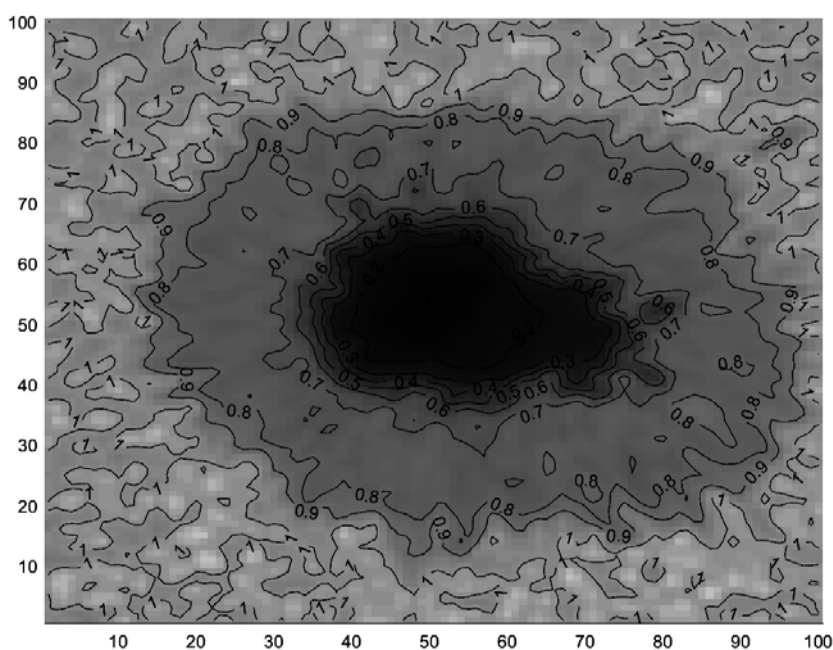


Рис. 1.

Далее вычислялась площадь между изолиниями и среднее расстояние области между изолиниями до центра солнечного пятна (считаем центром пятна точку с экстремальным значением напряженности магнитного поля). Затем были получены соответствующие усредненные распределения напряженности (Рис. 2.) и интенсивности в континууме для солнечного пятна (Рис. 3.).

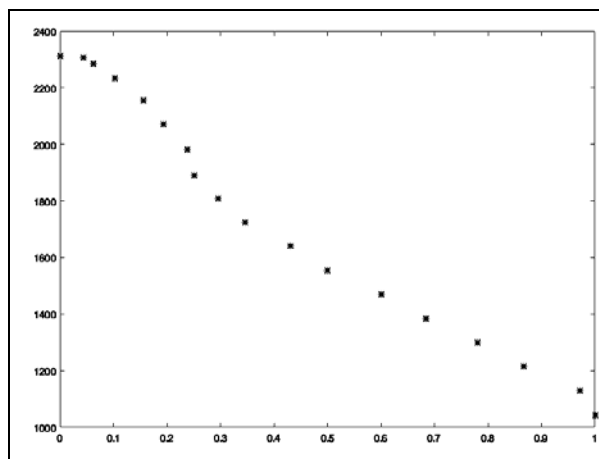


Рис. 2. Ход напряженности магнитного поля в тени пятна с расстоянием от магнитного центра.

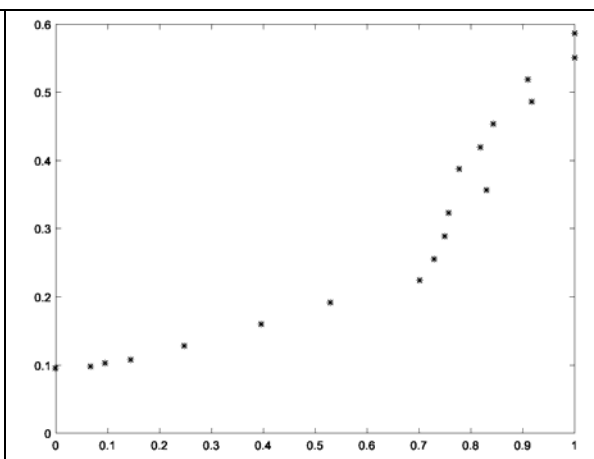


Рис. 3. Ход интенсивности излучения тени пятна с расстоянием от магнитного центра.

Последним этапом в задаче получения зависимости распределения интенсивности в континууме для тени солнечного пятна от напряженности магнитного поля в солнечном пятне был подбор соответствующих точек из радиальных распределений напряженности магнитного поля и интенсивности. Подбирались такие пары значений напряженности магнитного поля и интенсивности в континууме, для которых расстояния от центра солнечного пятна совпадали с максимальной точностью.

4. Зависимость яркости точек тени от напряженности магнитного поля

В результате отбора 22 солнечных пятен и проведения описанной выше обработки данных было получено соответствующее распределение напряженности магнитного поля и интенсивности в солнечном пятне, показанное на Рис. 4. По вертикальной оси здесь отложены единицы интенсивности, нормированные на уровень спокойного Солнца, а по горизонтальной оси – значения напряженности магнитного поля в тех же точках, выраженные в Гс.

Полученное распределение четко показывает эффект насыщения воздействия магнитного поля на конвективный перенос при достижении магнитным полем значений напряженности около 2300 Гс. При дальнейшем росте поля интенсивность излучения в тени пятна практически не меняется.

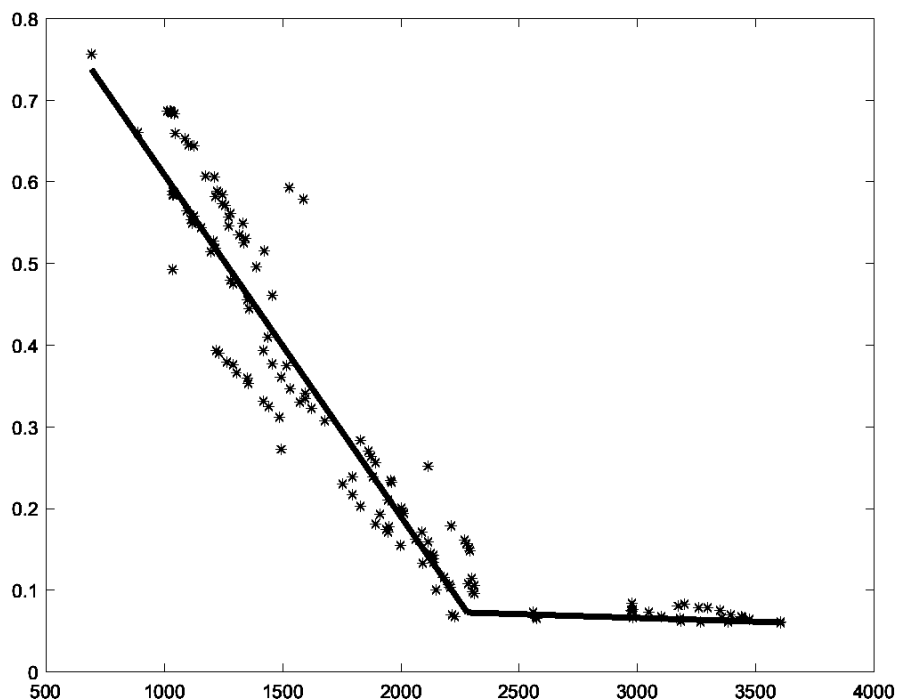


Рис. 4.

Представленный результат прямо подтверждает справедливость концепции Бирмана о подавлении конвективного переноса в пятнах сильным вертикальным магнитным полем и позволяет установить значение критической для конвекции напряженности магнитного поля вблизи 2300 Гс.

Работа поддержана грантами РФФИ 18-32-00555 и 18-02-00168.

Литература

1. Bierman L.V. // Astr. Ges., т. 76, р. 194, 1941.
2. Schou J., Scherrer P.H., Bush R. I. et al. // Solar Physics, 275, 229-259.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВЕДУЩЕМ И ХВОСТОВОМ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

Живанович И., Соловьев А.А.

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

DISTRIBUTION OF MAGNETIC FIELD IN BIPOLAR SUNSPOT GROUPS

Zhivanovich I., Solov'ev A.A.

Central Astronomical observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

For the theoretical modeling of a sunspot we are to know the distribution of magnetic field over its umbra. In this work we built up the magnetic profiles of sunspots in bipolar groups. Obtained distributions are non-symmetric in contrast with the distribution obtained earlier for unipolar solitary sunspots. This asymmetry reflects the real geometric asymmetry of the magnetic arch connecting the spots in the bipolar group.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-173-176

1. Введение

Исследование распределения магнитного поля в солнечных пятнах является важным аспектом их изучения. В [1] нами был получен радиальный профиль вертикальной компоненты магнитного поля в тени одиночного солнечного пятна. В этом случае, в распределении магнитного поля в тени пятна получилась, как и ожидалось, симметричная картина. Сохранится ли эта симметрия распределения магнитного поля в биполярной группе пятен? Подобные исследования с применением вектор-магнитограмм аппарата SOLIS были проведены в работах [2, 3] и были выявлены отклонения от симметричного распределения.

В данной работе мы исследовали углы наклона радиального распределения вертикальной компоненты магнитного поля в ведущем и замыкающем солнечных пятнах по данным космического аппарата SDO [4].

2. Используемые данные

Мы использовали данные космической обсерватории SDO, инструмента HMI. Они имеют высокое пространственное разрешение в 1 угловую секунду, что дает возможность выявить достаточно тонкие эффекты в радиальном распределении напряженности магнитного поля в тени солнечного пятна. Это, в частности, позволяет поострить углы наклона магнитного поля по выделенному направлению.

3. Построение радиального распределения напряженности вертикальной компоненты магнитного поля в биполярной группе пятен

Для получения распределения вертикальной компоненты использовались магнитограммы. Для определения границы между тенью и полутенью брались интенситограммы SDO/AIA. Для построения распределения напряженности магнитного поля в тени солнечного пятна можно использовать усредненные профили, построенные по изолиниям напряженности магнитного поля. Но в случае с исследованием асимметрии наклонов такого распределения в биполярной группе необходимо уделять внимание выделенному направлению, вдоль которого нужно получать профили. Это выделенное направление проходит через магнитные центры солнечных пятен в биполярной группе. Пример такого пятна с выделенной линией, соединяющей магнитные центры двух пятен в биполярной группе, представлен на рис. 1. По этой выделенной линии строились профили с радиальным распределением напряженности вертикальной компоненты магнитного поля, для которых и находились углы наклона.

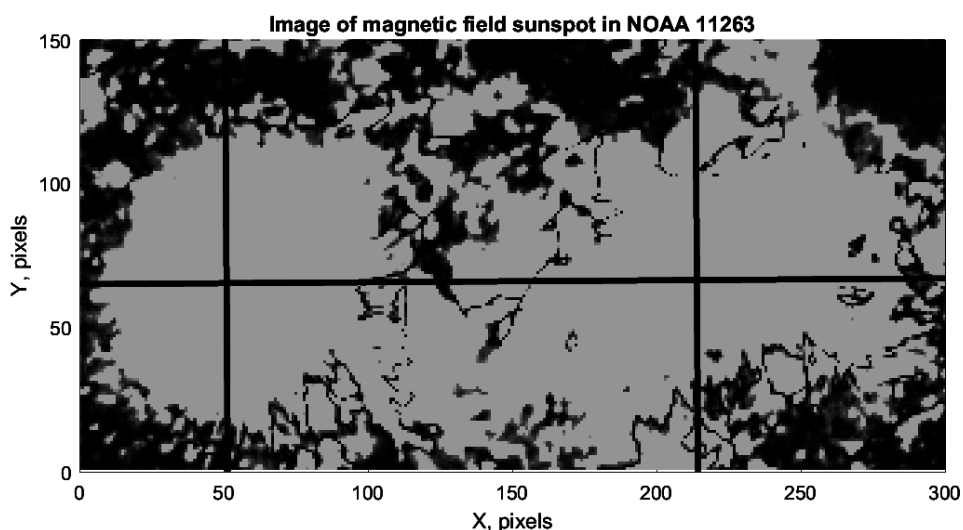


Рис. 1. Магнитограмма с биполярной группой. На рисунке представлена линия, которая проходит через центры обоих пятен. Она является сечением для построения распределения напряженности магнитного поля.

Вдоль выделенного направления, соединяющего магнитные центры солнечных пятен, были построены профили радиального распределения вертикальной компоненты магнитного поля для 7 биполярных групп. Пример такого распределения магнитного поля для биполярной группы в активной области NOAA 11263 представлен на рис. 2.

Небольшое количество отобранных для данной задачи биполярных групп объясняется влиянием нескольких факторов.

Во-первых, необходимо отсутствие областей с высоким магнитным полем помимо двух пятен в биполярной группе. Если вокруг пятен наблю-

дается множество небольших магнитных областей, то они будут давать искажения в исследуемый профиль напряженности магнитного поля.

Во-вторых, космический аппарат SDO начал свою работу и стал давать данные хорошего качества только с 2010 года, что пришлось на эпоху минимума солнечной активности. Вследствие этого общее количество наблюдаемых активных областей вообще невелико.

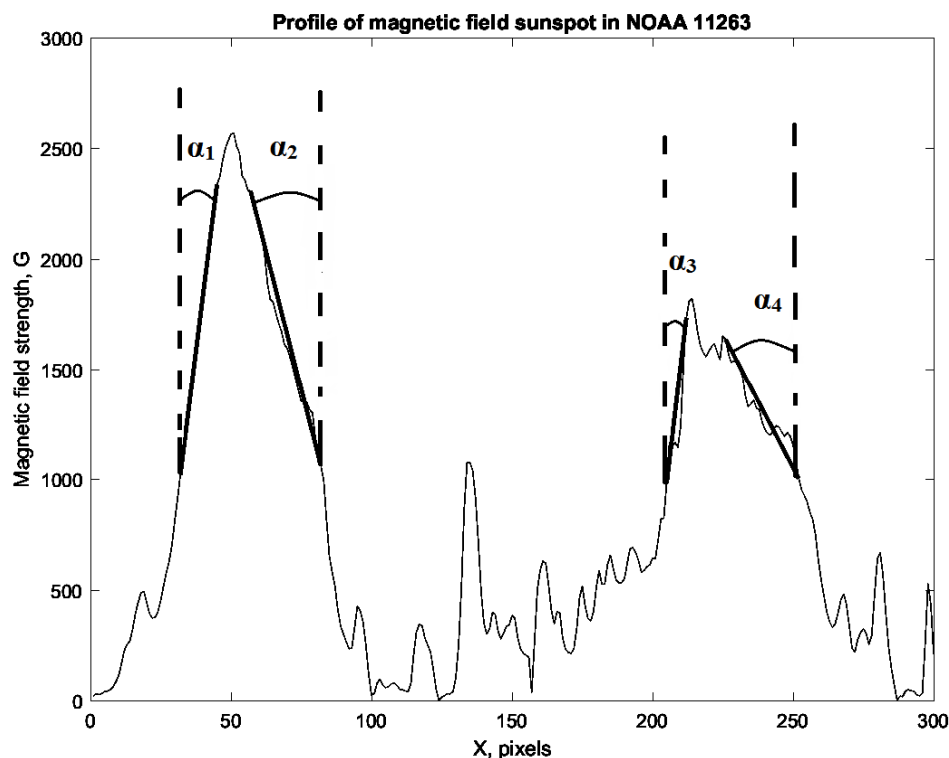


Рис. 2. Радиальное распределение вертикальной компоненты магнитного поля в биполярной группе вдоль сечения, соединяющего магнитные центры солнечных пятен. Отчетливо видны компоненты двух солнечных пятен исследуемой биполярной группы. Толстыми линиями отмечены углы, которые определялись и считались углами наклона профиля соответственно (углы считались от вертикали).

Для всех 7 биполярных групп были построены профили, аналогичные представленному на Рис. 2. В таблице, где даны результаты, перечислены углы наклона профиля, соответствующие углам, подписанным на рис. 2.

4. Результаты

Полученные углы наклона профилей вертикальной компоненты магнитного поля представлены в таблице, где в первом столбце идет номер активной области, в следующих столбцах – углы наклона профилей, в порядке слева направо относительно сечения, проходящего через магнитные центры пятен в биполярной группе. Слева идет ведущее солнечное пятно, справа ведомое. Таким образом, 2 и 3 столбец соответствуют внешнему и внутреннему углам наклона профиля ведущего пятна, 4 и 5 столбцы – аналогично для ведомого пятна.

Таблица.

NOAA	α_1	α_2	α_3	α_4
11195	7.1°	4.2°	3.5°	8.8°
11263	7.1°	14.2°	6.5°	27.6°
11416	7.7°	9.3°	3.3°	6.5°
11504	7.3°	5.6°	3.3°	5.2°
11670	8.1°	5.5°	4.3°	12.3°
11793	7.4°	3.9°	3.6°	5.4°
12241	4.7°	5.9°	1.8°	4.2°
Средние значения углов	7.1°	7°	3.8°	10°

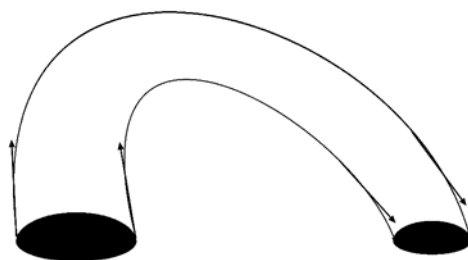


Рис. 3. Схематичное представление магнитной аркады в биполярной группе пятен.

Как видно из рис. 2, который дает достаточно типичную картину, в полученных углах видна явная асимметрия, в отличие от симметричной ситуации с одиночными пятнами [1]. Следует отметить, что почти для всех исследованных биполярных групп выполняются следующие соотношения полученных углов: $\alpha_1 > \alpha_2$ для ведущего пятна и $\alpha_3 < \alpha_4$ для ведомого пятна. Такие соотношения свидетельствуют об асимметричной форме магнитной аркады, соединяющей пятна в такой биполярной группе (рис. 3).

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ №№ 18-32-00555, 18-02-00168 и Программы КП 19-270.

Литература

1. *I. Zhivanovich, A.A. Solov'ev, et al.* // A&SS, 2016, т. 361, 6 pp.
2. *I.S. Zagainova, V.G. Fainshtein u V.N. Obridko* // arXiv:1511.07229v1, 32 pp., 2015.
3. Ю.С. Загайнова, В.Г. Файнштейн, Г.В. Руденко и В.Н. Обридко // АЖ, 2015, т. 92, pp. 180-189.
4. *J. Schou, P.H. Scherrer, R.I. Bush et al.* // Solar Physics, т. 275, pp. 229-259.

ПРОЯВЛЕНИЯ ФЛУКТУАЦИОННОГО ДИНАМО В 23-М И 24-М ЦИКЛАХ

Жукова А.В.¹, Соколов Д.Д.², Абраменко В.И.¹, Хлыстова А.И.³

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

²*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, Москва, Россия*

³*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

FLUCTUATION DYNAMO'S MANIFESTATION IN THE 23th AND THE 24th CYCLES

Zhukova A.V.¹, Sokoloff D.D.², Abramenko V.I.¹, Khlystova A.I.³

¹*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

²*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

³*Institute of Solar-Terrestrial Physics of SB RAS, Irkutsk, Russia*

We studied active regions (ARs) with violations from the global mean-field dynamo theory regularities time variations during the period 1989–2018. According to our magnetomorphological classification, all ARs were distributed into three categories: A-type - regular bipolar ARs; U-type – unipolar spots; B-type – irregular ARs which have at least one violation from the dynamo theory regularities. ARs, violating Hale polarity law (anti-Hale), Joy's law (anti-Joy) and having the leading spot less than the main following spot (anti-leader), were singled out to separate subsets of irregular ARs. Our analysis showed the following: a) The relative number of anti-Hale ARs is increased in 1995 and 2007, in solar minima, which is consistent with previous studies and can be explained by the fluctuation dynamo action; b) The local pick in the time profile of the anti-Hale ARs relative areas in the minimum of 2007 not found to be as well pronounced as that one for the anti-Hale ARs relative number, which allows to assume smaller size of anti-Hale ARs flux tubes in comparison with the regular ARs; c) The observed extension of the non-Joy and anti-leader ARs relative numbers with cycle's progress can be due to the propagation of the dynamo wave and accompanying suppression of α -effect.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-177-178

Существование регулярных активных областей (АО), подчиняющихся установленным эмпирическим закономерностям (закону полярностей Хейла, закону Джоя и др.), обосновано еще в пионерских моделях магнитного цикла. Однако появление нерегулярных АО, нарушающих эмпирические закономерности, не может быть объяснено действием глобального динамо среднего поля. Их возникновение можно объяснять существованием флуктуаций и наличием мелко-масштабных трубок магнитного поля. Генерируемое динамо-процессом магнитное поле имеет три составляющие: зависящее от цикла среднее поле B ; произведенные в результате фрагментации B флуктуации b (также зависящие от цикла); произведенные независимо от B и не связанные с циклом флуктуации h , обусловленные действием флуктуационного динамо. Флуктуационное динамо h -типа может работать в ши-

роком диапазоне пространственных размеров, в т.ч. на масштабах АО. Очевидно, что проявления его проявления следует искать в минимумах циклов, во время наименьшего воздействия глобального динамо.

Предшествующие работы по циклическим вариациям АО с нарушением закона полярностей Хейла (анти-Хейлов) показало, что процент таких АО среди всех групп пятен резко увеличивается в годы, приходящиеся на минимумы циклов, что связывается с действием флуктуационного динамо, чья производительность не зависит от цикла.

Период наших исследований с 1989 по 2018 гг. охватывает окончание 22-го и два последующих полных 11-летних цикла солнечной активности, включая два минимума. Распределение АО по категориям осуществлялось в соответствии с предложенной ранее магнито-морфологической классификацией следующим образом: А – регулярные биполярные АО; U – одиночные пятна; В – биполярные области с нарушениями хотя бы одной из закономерностей теории динамо – закона полярностей Хейла (HN), закона о широтной зависимости угла наклона магнитной оси биполярных АО Джоя (анти-Джой, JN); с лидирующим пятном, большим, чем основное хвостовое пятно (анти-лидеры, LN).

Для визуального просмотра АО использовались ежедневные данные полного диска Солнца инструментов MDI/SOHO и HMI/SDO (магнитограммы и изображения в белом свете) и доступные на сайтах <https://heliviewer.org/> и <https://solarmonitor.org/index.php> данные инструментов EIT/SOHO и AIA/SDO (в линиях УФ). Использовались также фотогелиографические данные DPD (<http://fenyi.solarobs.csfk.mta.hu/DPD/index.html>). Результаты просмотра АО сравнивались с данными каталогов обсерваторий Маунт Вилсон (ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/SUNSPOT_REGIONS/Mt_Wilson) и КрАО (<http://crao.ru/images/sun/catalog/>). Суммарная площадь пятен АО в максимуме развития была взята из каталога Greenwich – USAF/NOAA (<https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>).

Полученные данные говорят о том, что флуктуационное динамо проявляется на масштабах АО в минимумах цикла, в моменты наименьшего влияния глобального динамо: относительное количество анти-Хейлов возрастает от нескольких единиц до ~8%. Сглаженный максимум для относительных площадей анти-Хейлов (2007 г.) позволяет предположить меньший, по сравнению с регулярными АО, размер магнитных трубок анти-Хейлов. Увеличение по мере развития цикла и смещения от высоких широт к экватору относительного количества АО с нарушением закона Джоя и правила о соотношении площадей лидирующего/хвостового пятен свидетельствует о подавлении альфа-эффекта по мере распространения нарастающей динамо-волны.

Авторы благодарны РФФИ: Д.С. и А.Х. – по гранту 18-02-00085; В.А. – по гранту 17-02-00049; А.Х. – по гранту 19-52-45002. Работа А.Х. выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.16.

СВЯЗЬ СКОРОСТИ КВМ С БЫСТРОТОЙ СПАДА МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫБРОСА МАССЫ

Загайнова Ю.С.¹, Файнштейн В.Г.², Руденко Г.В.²

¹ИЗМИРАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

²ИСЗФ СО РАН, г. Иркутск, Россия

CME VELOCITY VS MAGNETIC FIELD DECAY RATE IN THE MASS EJECTION GENERATION REGION

Zagainova Yu.S.¹, Fainshtein V.G.², Rudenko G.V.²

¹IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia

²ISTP SB RAS, Irkutsk, Russia

The fastest CME in activity cycle 24 and a slow CME with an average velocity that were registered in the LASCO coronagraph field of view were taken as an example to demonstrate, based on field calculation data in a three-dimensional space, both in the non-linear force-free and the potential approximation, that, at relatively small heights, a higher magnetic-field decay rate above the polarity inversion line (PIL) of the photospheric field corresponds to a fast CME as compared to a slow CME, in their formation area in the active region. It is shown, for a sample of CMEs with different values of linear mapped velocity V_{lin} , that three-dimensional field calculations using the potential approximation reveal a positive trend between V_{lin} and the rate of magnetic field decay with height h , as measured using the field decay rate $n(h) = -(h/B_t)(dB_t/dh)$, where B_t is the transverse field component.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-179-182

Введение

По наблюдениям в поле зрения коронографов *LASCO* скорости корональных выбросов массы (КВМ) варьируются в широком диапазоне: от десятков км/с до скоростей более 3000 км/с [1]. В то же время, несмотря на уже десятилетия изучения КВМ (см. обзор в [2]) и большое количество предложенных механизмов формирования КВМ [3], до настоящего времени, как правило, не удается выяснить, от чего зависит скорость конкретного КВМ.

Тем не менее, в ряде работ обсуждались факторы, которые могут влиять на скорость КВМ. Так, например, авторы работы [4] пришли к выводу, что КВМ, связанные с солнечными вспышками, в среднем более быстрые, чем КВМ, связанные с эрупцией волокон. Согласно результатам работы [5] (1999) можно выделить две группы КВМ: (1) КВМ со скоростью (400–600) км/с, скорость которых в поле зрения коронографа увеличивается до максимального значения постепенно и которые связаны с эрупцией волокон («постепенные КВМ»); (2) КВМ со скоростью $V_{max} > 750$ км/с, которые связаны с солнечными вспышками и скорость которых резко достигает максимального значения («импульсные КВМ»). В настоящее время уста-

новлено, что медленные КВМ могут оказаться импульсными и связанными со вспышками; быстрые КВМ могут оказаться постепенными и связанными с эрупцией волокна.

Авторы работы [6] провели расчеты движения модельного бессилового магнитного жгута во внешнем поле с дипольной и квадрупольной конфигурацией. Ими показано, что в первом случае жгут оказывается более медленным, чем во втором случае. Отсюда можно сделать вывод, что быстрота спада магнитного поля перед магнитным жгутом влияет на его максимальную скорость.

В настоящей работе сделана попытка ответить на вопрос: влияет ли быстрота спада магнитного поля в активной области (АО), в которой возник реальный КВМ, на его скорость? На первом этапе этого многопланового исследования мы попытались выяснить, нет ли связи скорости КВМ с быстротой спада магнитного поля на малых высотах $h \leq 0.3 R_{\text{Sun}}$, которые, в основном, ниже высот формирования фронтальной структуры КВМ.

Данные и методы их анализа

Для обеспечения большей точности обработки изображений Солнца в каналах крайнего ультрафиолетового излучения и 3D расчетов магнитного поля мы отобрали для исследования по данным каталога https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/index.html КВМ типа «гало» (ГКВМ) с источниками в пределах 45° относительно центра солнечного диска. Измеряемая проекционная скорость таких КВМ представляет из себя, в основном, скорость расширения КВМ в поперечном направлении V_e . Всего были отобраны три группы КВМ по 9 событий в каждой: медленные КВМ с линейной проекционной скоростью $V_{\text{lin}} = (400-600)$ км/с, быстрые КВМ с $V_{\text{lin}} > 1300$ км/с и КВМ с промежуточной скоростью $V_{\text{lin}} = (600-1300)$ км/с («промежуточные КВМ»).

Для 3D расчетов магнитного поля в активной области (АО) использовались векторные измерения фотосферного поля инструментом *Helioseismic and Magnetic Imager (HMI)* [7] на борту *SDO*. Это позволило определить три компоненты магнитного поля: B_x , B_y (горизонтальные компоненты поля) и B_z (вертикальная компонента поля). 3D расчеты поля проводились с использованием нелинейного бессилового приближения (NLFFF приближения) и в потенциальном приближении. Для восстановления магнитного поля в NLFFF приближении применялась эффективная реализация оптимизационного метода [8], предложенная в работе [9]. Для всех отобранных событий из расчетов магнитного поля в NLFFF и в потенциальном приближении над линией раздела полярности (ЛРП) фотосферного магнитного поля АО были построены изменения с высотой поперечной компоненты магнитной индукции $B_t = \sqrt{B_x^2 + B_y^2}$, а также распределения индекса спада магнитного поля с высотой $\langle n \rangle(h)$, где значения n были усреднены в пределах различных участков ЛРП поля. 3D расчеты магнитного

поля проводились в боксе с основанием $[0.316 \times 0.316](R_{\text{Sun}})^2$ и высотой $h=0.316 R_{\text{Sun}}$. Для иллюстрации связи $n(h)$ с V_{lin} были отобраны: (1) самый быстрый в 24 цикле активности KBM, возникший в АО NOAA 11429 и зарегистрированный LASCO C2 7.03.2012 (00:24:06 UT) с $V_{\text{lin}} = 2684$ км/с; (2) медленный KBM, возникший в АО NOAA 11875, зарегистрированный LASCO C2 22.10.2013 (21:48:06 UT) с $V_{\text{lin}} = 459$ км/с.

Результаты

На рис. 1а показаны 2D распределения радиальной компоненты фотосферного поля $V_r \sim$ за 1 час до начала связанной с KBM вспышки в АО, в которой возник быстрый KBM 07.03.2012, на рис. 1б – медленный KBM 22.10.2013. На рисунках пунктиром нанесены ЛРП поля (т.е. линии, где $V_r = 0$); сплошная белая линия – «главная» ЛРП АО длиной L_1 ; место формирования KBM выделено окружностью, ограничивающей участок ЛРП длиной L_2 ($L_1 > L_2$).

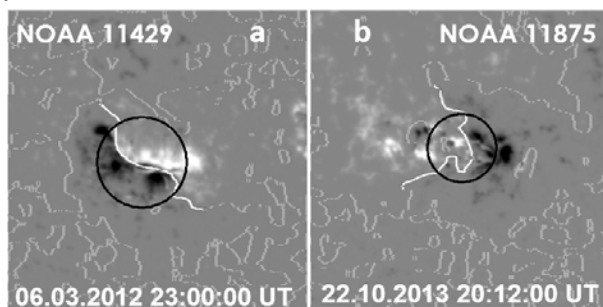


Рис. 1.

На рис. 2а показаны распределения с высотой усредненных вдоль L_2 значений быстроты спада $\langle n \rangle$ поперечной компоненты магнитного поля V_t над ЛРП, полученные по 3D расчетам поля в потенциальном приближении. Сплошная линия соответствует быстрому KBM, штриховая линия – медленному KBM. На рис. 2б то же самое, что и на рис. 2а, но для расчетов поля в NLFFF приближении. Видно, что в обоих случаях примерно до высоты $0.25 R_{\text{Sun}}$ для расчетов поля в потенциальном приближении $\langle n \rangle$ для быстрого KBM принимают бóльшие значения, чем для медленного. В NLFFF приближении это справедливо на диапазоне высот от 0 до $0.2 R_{\text{Sun}}$.

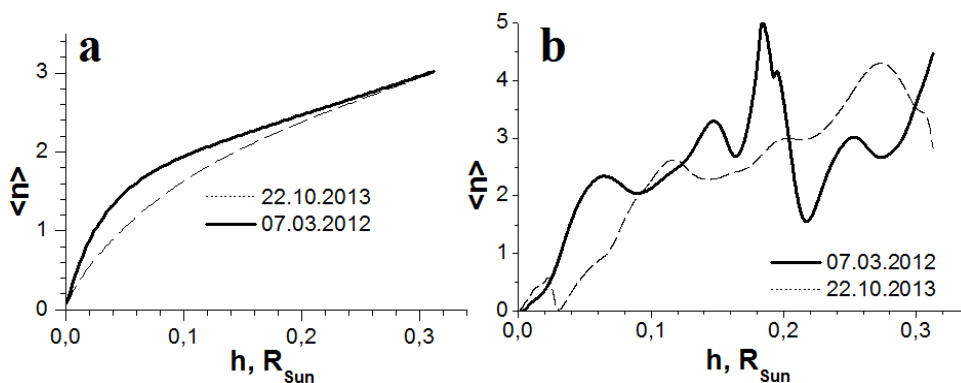


Рис. 2.

Далее выполнено усреднение значений $\langle n \rangle$ еще и по высоте ($\langle n \rangle_h$) в диапазоне от 0.05 до 0.3 R_{Sun} . Предположительно, уменьшение интервала усреднения по высоте позволяет исключить вклад в эти значения магнитного поля мелкомасштабных структур АО на высотах $h < 0.05 R_{\text{Sun}}$. В итоге для расчетов поля в потенциальном приближении получили: для быстрого КВМ $\langle n \rangle_h = 2.44$, для медленного КВМ $\langle n \rangle_h = 2.17$. Для соответствующих расчетов поля в NLFFF приближении получили: для быстрого КВМ $\langle n \rangle_h = 3.01$, для быстрого КВМ $\langle n \rangle_h = 2.78$. Аналогичные расчеты были проведены и для остальных отобранных для нашего исследования КВМ.

На рис. 3 показана связь скорости КВМ V_{lin} с быстротой спада $\langle n \rangle_h$ поперечной компоненты B_t магнитного поля с высотой над ЛРП из расчетов поля в потенциальном приближении, где n усредняется вдоль ЛРП в пределах области формирования КВМ и по высоте в интервале от 0.05 до 0.31 R_{Sun} . Видно, что, в среднем, бóльшим значениям скорости V_{lin} соответствуют бóльшие значения быстроты спада поперечной компоненты поля B_t над ЛРП фотосферного поля. Оказалось, что такой же тренд (с меньшим коэффициентом корреляции $r = 0.5$) существует для связи V_{ss} с $\langle n \rangle$, где V_{ss} – скорость движения модельного КВМ вдоль его оси, найденная с использованием данных о КВМ в поле зрения LASCO C2 (см. столбец «space speed» в каталоге https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/HALO/index.html).

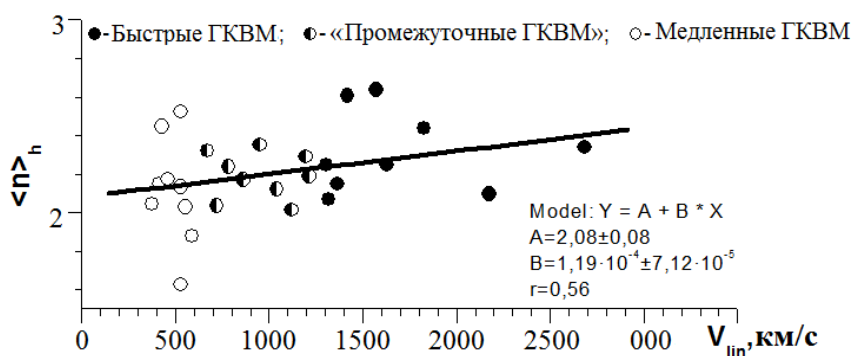


Рис. 3.

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

Работа выполнена в рамках базового финансирования программы ФНИ П.16.

Литература

1. Gopalswamy N., Yashiro S., Michalek G., et al. // Earth Moon Planet. 2009. V. 104. P. 295.
2. Webb D.F., Howard T.A. // Physics. 2012. V. 9. Issue 1. P. 1.
3. Chen P. // F. Living Rev. Solar Phys. 2011. V. 8. P. 1.
4. MacQueen R.M., Fisher R.R. // Solar Phys. 1983. V. 89. P. 89.
5. Sheeley N.R., Jr., Walters J.H., Wang Y.-M., Howard R.A. // J. Geophys. Res. 1999. V. 104. P. 24767.
6. Török T., Kliem B. // Astron. Nachricht. 2007. V. 328. P.743.
7. Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I., et al. // Solar Phys. 2012. V. 275. P. 229.
8. Wheatland, M.S., Sturrock, P.A., Roumeliotis, G. // Astrophys. J. 2000. V. 540, P. 1150.
9. Rudenko G.V., Myshyakov I.I. // Solar Phys. 2009. V. 257. P. 287.

ИСТОЧНИКИ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ НАД НЕЙТРАЛЬНОЙ ЛИНИЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Зайцев В.В.

*Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН
г. Нижний Новгород, Россия*

SOURCES OF MICROWAVE EMISSION ASSOCIATED WITH THE MAGNETIC FIELD NEUTRAL LINE

Zaitsev V.V.

*Federal research center Institute of Applied Physics of RAS,
Nizhny Novgorod, Russia*

The main properties of microwave emission sources above the magnetic field neutral line, which follow from the assumption of the gyrosynchrotron radio emission mechanism, are considered. The intense event of September 3–5, 2017, resulted in a series of powerful flares, is studied as an example. A possible cause of the continuous acceleration of electrons in the case of the gyrosynchrotron mechanism implementation, as well as the conditions under which the gyrosynchrotron mechanism of microwave emission does not play a significant role in the neutral line sources origin are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-185-188

1. Введение

В микроволновом излучении Солнца иногда наблюдаются так называемые источники, располагающиеся в короне между пятнами над нейтральной линией вертикальной компоненты магнитного поля (NLS). Эти источники появляются обычно за 1–2 дня перед мощными вспышками и имеют длительность порядка нескольких дней. В отличие от S-компоненты, NLS более компактны (размеры порядка 10 секунд), имеют умеренную циркулярную поляризацию (около 30%) и по данным РАТАН-600 показывают яркостную температуру в пределах от 10^5 до 10^7 K, которая, возможно, ограничена разрешающей способностью инструмента и, в принципе, может быть несколько выше. Свойства источников над нейтральной линией исследовались в целом ряде работ [1, 2], в частности, с использованием многооктавного спектрально-поляризационного комплекса высокого разрешения на РАТАН-600. Относительно механизма генерации излучения таких источников нет однозначной точки зрения. Рассматривались как о тепловая [3], так и нетепловая [4] природа радиоизлучения.

В настоящей работе на примере интенсивного события 3–5 сентября 2017 года [2], за которым последовал ряд мощных вспышек, мы рассмотрим основные свойства источника над нейтральной линией, которые выте-

кают из предположения о гиротронном механизме радиоизлучения. Мы рассмотрим также возможную причину непрерывного ускорения электронов в случае реализации гиротронного механизма.

2. Событие 3–5 сентября 2017 года

Источник микроволнового излучения над нейтральной линией начал формироваться 3 сентября в активной области NOAA 12673. Излучение 3 сентября было относительно слабым, однако 4 и 5 сентября его интенсивность возросла приблизительно на порядок. Наблюдавшиеся спектры микроволнового излучения источников над нейтральной линией 3, 4 и 5 сентября 2017 года приведены на рис. 1 из работы Боровик и др. [2] и имеют признаки спектров гиротронного излучения: поток радиоизлучения вначале растет с увеличением частоты, достигает максимума, затем падает приблизительно по степенному закону при дальнейшем увеличении частоты (см. верхние спектры на среднем и правом фрагментах рис. 1).

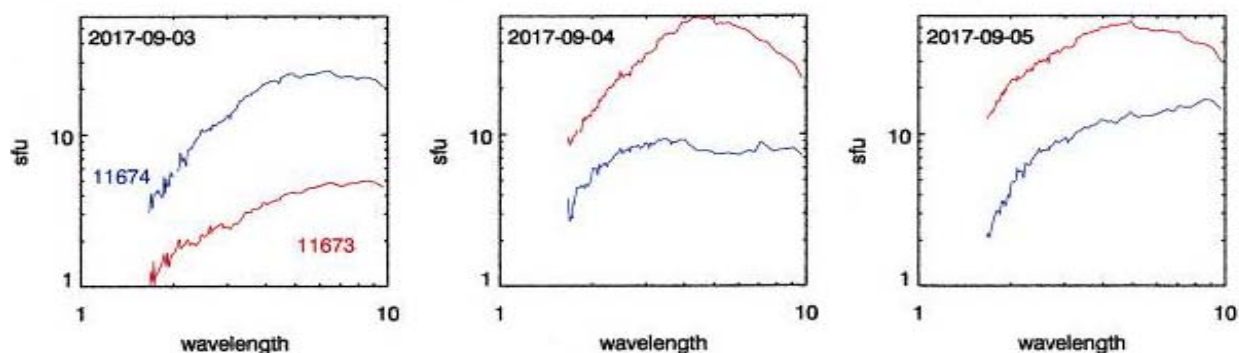


Рис. 1.

Спектральный индекс α для диапазона длин волн 2–4 см, в котором излучение считаем оптически тонким, частота максимума ν_m (Гц), поток радиоизлучения в максимуме (на частоте 10 ГГц) и степень поляризации r_c на волне 2, 35 см имели следующие значения: $\alpha = -0,81; -1,87; -1,32$, ν_m (Гц) = $3,3 \cdot 10^9; 6,6 \cdot 10^9; 6,6 \cdot 10^9$, F_{ν}^{max} (эрг/см²сек Гц) = $310^{-19}; 3,310^{-18}; 3,3510^{-18}$, $r_c \approx 30\%$ для 3, 4 и 5 сентября, соответственно.

3. Модель источника

Будем предполагать, что источником микроволнового излучения над нейтральной линией являются корональные магнитные петли, соединяющие различные участки активной области NOAA 12673 противоположной полярности, расположенные по обе стороны нейтральной линии, как это схематически показано на рис. 2.

Идея корональных магнитных петель как источников радиоизлучения привлекательна тем, что в корональных петлях реализуется постоянный механизм накачки их объемов энергичными электронами вследствие гене-

рации индукционных электрических полей при колебаниях электрического тока [5], в результате чего поддерживается длительная генерация интенсивного радиоизлучения. В предположении гиросинхротронного механизма радиоизлучения из оптически тонкого источника (диапазон длин волн

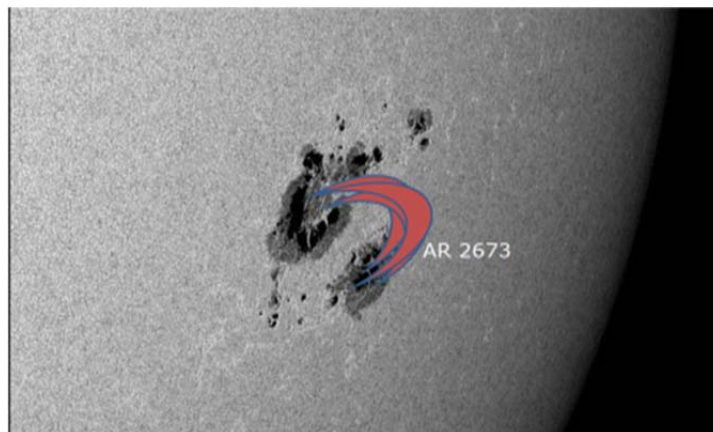


Рис. 2.

2–4 см) и для степенного распределения энергичных электронов с показателем энергетического спектра δ поток радиоизлучения F_ν , частоту максимума ν_{peak} и степени поляризации r_c можно приближенно представить в виде [6]

$$F_\nu = 3.3 \cdot 10^{-24} 10^{-0.52\delta} (\sin\vartheta)^{-0.43+0.65\delta} \left(\frac{\nu}{\nu_B}\right)^{1.22-0.90\delta} (n_e d) B \frac{s}{R^2} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \text{сек}} \text{Гц}, \quad (1)$$

$$\nu_{peak} = 2.72 \times 10^3 10^{0.27\delta} (\sin\vartheta)^{0.41+0.03\delta} (n_e d)^{0.32-0.03\delta} B^{0.68+0.03\delta}, \quad (2)$$

$$r_c = 1.26 10^{0.035\delta} 10^{-0.071\cos\vartheta} \left(\frac{\nu}{\nu_B}\right)^{-0.782+0.545\cos\vartheta}. \quad (3)$$

Формулы (1)–(3) справедливы в интервале углов $\vartheta = 20^\circ - 80^\circ$ и для оптической толщины $\tau_\nu = \kappa_\nu d < 1$, где

$$\kappa_\nu = 1.4 \times 10^{-9-0.22\delta} (\sin\vartheta)^{-0.09+0.72\delta} \left(\frac{\nu}{\nu_B}\right)^{-1.30-0.98\delta} \frac{n_e}{B}. \quad (4)$$

Формула (1) позволяет по спектральному индексу оптически тонкого радиоизлучения из соотношения $\alpha = 1.22 - 0.90\delta$ определить показатель спектра энергичных электронов, откуда находим $\delta = 2,25; 3,40; 2,82$ для 3; 4; и 5 сентября 2017 г., соответственно. Полагая $\vartheta \approx 80^\circ$, что достаточно вероятно для рассматриваемой модели источника, из формулы (3) для степени круговой поляризации на волне 2,35 см ($\nu = 1,28 \cdot 10^{10}$ Гц) можно

определить магнитное поле в корональных магнитных петлях – источниках гиротронного излучения: $B = 4,5 \cdot 10^2$; $4 \cdot 10^2$; $3,8 \cdot 10^2$ Г для 3; 4; и 5 сентября 2017 г., соответственно. Имеет место тенденция уменьшения напряженности магнитного поля в петлях со временем. Полученные значения магнитного поля и показателя спектра энергичных электронов позволяют по частоте максимума спектра (2) определить величину $n_e d$ – произведение концентрации энергичных электронов на толщину источника. Используя данные для частоты максимума в различные дни и соответствующие значения магнитных полей, получим $n_e d = 10^{14}$ см⁻²; $5,8 \cdot 10^{15}$ см⁻²; $3,6 \cdot 10^{15}$ см⁻² для периодов 3; 4; и 5 сентября 2017 г., соответственно. Для оценки площади источника над нейтральной линией в различные дни воспользуемся данными для потоков на частоте 10 ГГц, для которой мы считаем источник оптически тонким, а также формулой (1) и определенными выше значениями $n_e d$ и магнитного поля. В результате получим площади источника $S = 3,5 \cdot 10^{16}$ см² (3 сентября); $3,2 \cdot 10^{17}$ см² (4 сентября); 10^{17} см² (5 сентября), а также соответствующие значения яркостной температуры микроволнового излучения на частоте 10 ГГц: $T_b = 5,6 \cdot 10^8$ К (3 сентября); $1,7 \cdot 10^8$ К (4 сентября); $6 \cdot 10^8$ К (5 сентября). Оцененные значения яркостных температур значительно превышают яркостные температуры локальных источников над пятнами. Это связано, в первую очередь, с меньшей площадью источника над нейтральной линией и различиями в величине потоков радиоизлучения.

4. Происхождение энергичных электронов

Конвективные потоки фотосферной плазмы, взаимодействуя с магнитным полем в основаниях петли, генерируют внутри петли электрический ток, который течет от одного основания петли через корональную часть к другому основанию и замыкается вблизи фотосферы или внутри нее, где проводимость становится изотропной. Таким образом, магнитная петля с фотосферным токовым каналом представляет собой эквивалентный электрический контур, собственная частота которого зависит от величины постоянной составляющей электрического тока I_0 . С колебаниями электрического тока в контуре связаны колебания азимутальной компоненты магнитного поля в магнитной петле. Эти колебания, в свою очередь, приводят к генерации направленного вдоль оси трубки электрического поля. Это электрическое поле параллельно компоненте магнитного поля B_z вдоль оси петли, поэтому оно будет ускорять частицы. Оценки для приведенных выше параметров источника 4 сентября 2017 года показывают, что при токах $I_0 = 10^8$ А автоколебания сопровождаются генерацией индукционных электрических полей напряженностью $E_z = 4,2 \cdot 10^{-5}$ в/см. В таком элек-

трическом поле электроны на масштабе петли длиной $l \approx 5 \cdot 10^9$ см приобретают энергию 200 keV. При этом стационарная концентрации энергичных электронов зависит от отношения поля Драйсера $E_D = 6 \times 10^{-8} n/T$ в/см к ускоряющему полю E к и от скорости диффузии частиц в конус потерь (здесь n и T – концентрация и температура основной плазмы в магнитной петле). В нашем случае отношение $E_D/E \approx 30$, что приводит к значениям концентрации энергичных электронов $n_e \approx 2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$.

5. Выводы

В рамках гиросинхротронного механизма радиоизлучения удастся по параметрам наблюдаемого спектра самосогласованно определить эффективную площадь источника, магнитное поле, концентрацию и показатель спектра энергичных электронов, а также яркостную температуру излучения. Мы предполагаем, что источник сосредоточен в вершинах магнитных петель, соединяющих различные участки активной области NOAA 12673 противоположной полярности, расположенные по обе стороны нейтральной линии. Такие петли могли начать формироваться за 1–2 дня до начала вспышечного процесса в результате усиления фотосферной конвекции вблизи нейтральной линии. Об этом свидетельствуют потоки плазмы в нижней атмосфере с амплитудами скоростей больше 3 км/сек, которые наблюдались вблизи нейтральной линии во время мощной вспышки 6 сентября 2017 года [7]. Эти значения скорости приблизительно на порядок превышают средние скорости фотосферной конвекции в спокойные периоды. С формированием магнитных петель может быть связано наблюдаемое перед вспышками усиление градиента магнитного поля [1].

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 17- 02- 00091_a (разделы 3,4), № 19 – 02 - 00704_a (разделы 2,4)), программы фундаментальных исследований РАН 12 «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной» (раздел 4), госзадания (разделы 1–4, тема 0035-2019-0002), Гранта РНФ № 16-12-10528 (раздел 3).

Литература

1. *Abramov-Maximov, V.E., Borovik, V.N., Oreikina, L.V., et al.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2017, vol. 57, No. 8, pp. 978–987. doi 10.1134/S0016793217080023.
2. *Боровик, В.Н., Абрамов-Максимов, В.Е., Тлатов, А.Г., и др.* // *Известия Крымской Астрофизической обсерватории*, 2018, Т. 114, № 1, с. 89–94.
3. *Yasnov, L.V.* // *Solar Physics*, 2014, vol. 289, Issue 4, pp 1215–1225. doi <https://doi.org/10.1007/s11207-013-0396-3>.
4. *Бакунина, И.А., Мельников, В.Ф., Соловьев, А.А., Абрамов-Максимов, В.Е.* // *Труды конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2013»*, 2013, СПб, Пулково, 25–27 сентября, с. 11–14.

5. Zaitsev, V.V., Stepanov, A.V. // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2018, vol. 58, No. 7, pp. 831–830. doi 10.1134/S0016793218070265
6. Dulk G.A. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 1985, vol. 23, pp. 169–224.
7. Sharykin, I.N., Kosovichev, A.G. // *Astrophysical Journal*, 2018, 864:86 (13 pp.), 2018.

ВАРИАЦИИ ФОРМЫ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В РЯДЕ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА

Иванов В.Г.

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

SHAPE VARIATIONS OF THE 11-YEAR SOLAR ACTIVITY CYCLE IN THE SERIES OF WOLF NUMBERS

Ivanov V.G.

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

The shape of the 11-year activity cycle can be described by a set of parameters which includes its amplitude, the lengths of the ascending and descending phases and the position of the descending branch. Using the recalibrated sunspot number series we demonstrate that the shape of the cycle in the series was not stable during the last 270 years. It can be explained in two ways: either some characteristics of the solar activity mechanism really change, or the part of the sunspots number series, which corresponds to the XVIII century, contains errors, with the latter hypothesis being more probable.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-189-192

Одним из главных источников данных о солнечной активности за последние три века является ряд чисел Вольфа. С середины XIX века ежедневные числа Вольфа вычисляются на основе целенаправленных наблюдений Солнца, однако этот ряд содержит и историческую часть, восстановленную Вольфом по сделанным в XVIII и первой половине XIX века различными наблюдателями зарисовкам диска Солнца. Качество такой реконструкции закономерно падает по мере движения в прошлое. Несколько лет назад классический ряд Вольфа был рекалиброван [1], но основные изменения в нём касались XIX–XX веков, а самая ненадёжная историческая часть, относящаяся к XVIII веку, осталась неизменной (если не считать умножения на общий коэффициент 5/3). Представлял бы интерес метод оценки качества ряда Вольфа в прошлом *per se*, то есть без привлечения дополнительных источников информации.

Ниже мы описываем такой метод, основанный на изучении вариаций формы 11-летних циклов. Идея метода состоит в том, что если форма циклов в различные эпохи значительно меняется, это может говорить либо о изменении характеристик механизма цикличности, либо об ошибках в определении индекса.

Мы будем использовать среднемесячные значения рекалиброванного ряда чисел Вольфа SN [2] за 1749–2018 годы, сглаженные гауссовым фильтром с $\sigma = 7$ месяцев. На рис. 1 изображена форма циклов 1–24 для индекса SN (кружками отмечены максимумы циклов).

Традиционно форма цикла описывается его высотой SN_{max} , длиной фаз роста и спада T_a и T_d , сумма которых $T_{len} = T_a + T_d$ равна его длине от минимума до минимума. Существует ещё одна характеристика цикла: как показано в [3], форма кривой во второй половине фазы спада имеет универсальную форму и различается в отдельных циклах лишь сдвигом вдоль оси времени. Минимизируя среднеквадратичную разницу между кривыми, можно добиться довольно близкого их совмещения на фазе спада — при этом каждый цикл будет характеризовать свой сдвиг T_{shift} (см. рис. 2).

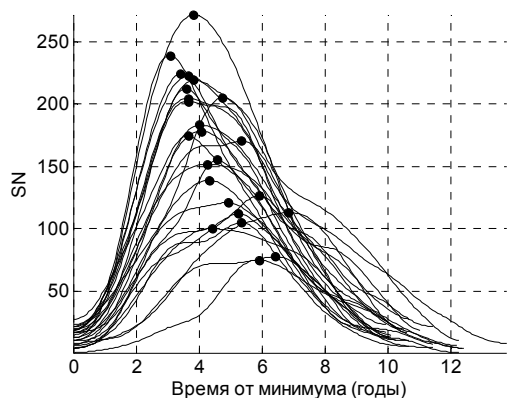


Рис. 1.

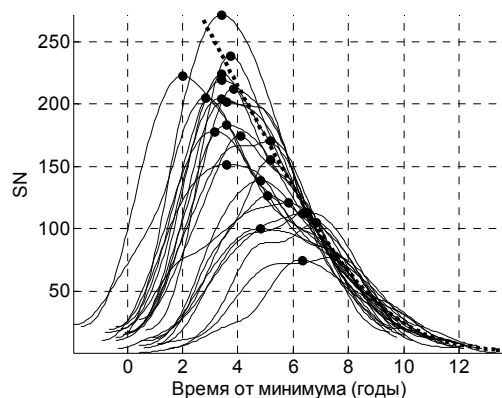


Рис. 2.

Как видно из матрицы корреляций (таблица 1), указанные параметры не вполне независимы: T_a антикоррелирует с SN_{max} («правило Вальдмайера»), а T_{len} коррелирует с T_d . Таким образом, в качестве параметров, описывающих форму цикла, можно выбрать любые три сравнительно независимых из них, например, SN_{max} , T_{len} и T_{shift} . (Момент минимума незаконченного цикла 24, согласно прогнозу SILCO [4], принят равным 2020.0.)

Таблица 1.

	SN_{max}	T_a	T_d	T_{len}	T_{shift}
SN_{max}	1.00	-0.80	0.39	-0.28	-0.49
T_a	-0.80	1.00	-0.48	0.35	0.20
T_d	0.39	-0.48	1.00	0.65	-0.45
T_{len}	-0.28	0.35	0.65	1.00	-0.30
T_{shift}	-0.49	0.20	-0.45	-0.30	1.00

В таблице 2 приведены отклонения параметров формы цикла от среднего в единицах стандартного отклонения для тех случаев, когда эти величины по модулю не ниже 1.5. В таблице есть цикл 4, аномальная длина и затянутая фаза спада которого давно обсуждается (см., например, работу [5] и ссылки в ней), но имеются и другие циклы, форма которых заметно отклоняется от средней. Среди девяти таких отклонений в выбранных нами параметрах формы цикла SN_{max} , T_{len} и T_{shift} , т.е. для 12.5% от всех 72 значений этих параметров, семь относятся к эпохе реконструкции (циклы 1–9). Допустим, что вариации каждого параметра для всех циклов описы-

ваются одним распределением. Тогда численное моделирование показывает, что среди циклов, выходящих за 87.5-й процентиль отклонений, должно начитываться 3 ± 1 цикла из эпохи реконструкции, а вероятность того, что их 7, составляет всего 1.3%, что указывает на ложность проверяемой гипотезы. Выбор другой тройки параметров, описывающих форму циклов, качественно на этот вывод не влияет.

Таблица 2.

	SN_{max}	T_{len}	T_{shift}	T_a	T_d
2		-1.5			
3		-1.8		-1.4	
4		+2.4	-2.0		+3.0
5	-1.6			+1.9	
6	-1.7				
7				+2.3	-2.1
9			-2.3		
19	+1.9				
24			+1.8		

То же различие в форме циклов разных эпох можно проиллюстрировать и иным способом. Приведём все циклы к одной амплитуде, нормировав каждый из них на соответствующую константу (рис. 3), после чего будем считать характеристикой различия в формах циклов i и j среднеквадратичную разность ρ_{ij} между соответствующими кривыми. Матрица ρ изображена на рис. 4 (темные области соответствуют большим различиям между кривыми). Можно заметить, что циклы 10–24 достаточно близки по форме, а у циклов эпохи реконструкции (1–9) сходство формы как между собой, так и с циклами более поздней эпохи, заметно меньше.

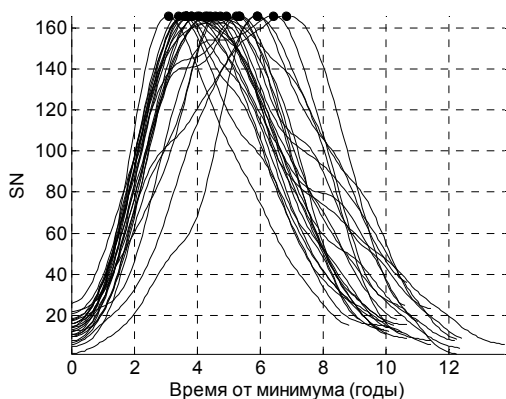


Рис. 3.

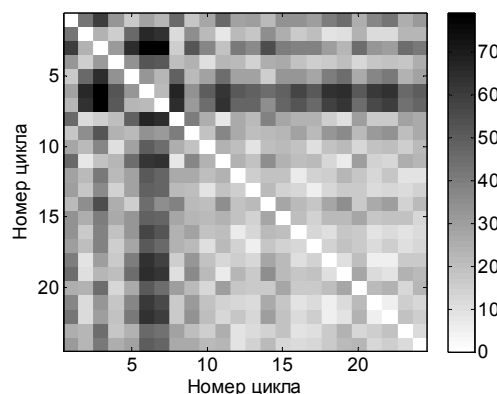


Рис. 4.

Таким образом, 11-летние циклы исторического периода (до цикла 10) в ряде чисел Вольфа разнообразнее по форме, чем периода прямого

наблюдения. Если бы в этом отклонении по форме была какая-то единая тенденция, можно было бы предполагать, что она вызвана изменениями режима работы механизма цикличности. Однако такой тенденции не наблюдается, так как вариации параметров имеют разные знаки (см. таблицу 2). Поэтому правдоподобнее выглядит альтернативное предположение: числа Вольфа, восстановленные по историческим данным, содержат ошибки, ведущие к искажению их формы. В качестве возможных искажений можно, например, указать на слишком позднее начало цикла 3 (1775.5) с аномально короткой восходящей ветвью (3.1 года), и на слишком поздний максимум цикла 7 (1830.0), ведущий к аномальному соотношению длин восходящей и нисходящей ветвей. Хотя сами по себе эти аномалии не могут быть единственным основанием к сдвигу экстремумов циклов, они могут послужить аргументами в пользу необходимости провести дополнительный анализ соответствующих мест исторической части ряда чисел Вольфа.

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 19-02-00088, Госзадания и программы ПРАН-Минобрнауки КП19-270.

Литература

1. *F. Clette, L. Svalgaard, J.M. Vaquero, E.W. Cliver* // Space. Sci. Rev., 2014, v.186, pp.35–103.
2. <http://www.sidc.be/silso/datafiles>
3. *V.G. Ivanov* // Geomagnetism and Aeronomy, 2018, v. 58, No.7, pp.930–936
4. <http://www.sidc.be/silso/predisc>
5. *I.G. Usoskin, K. Mursula, R. Arlt, G.A. Kovaltsov* // ApJ, 2009, v.700, pp.L154–L157.

О МОДЕЛИРОВАНИИ СПЕКТРА СОЛНЕЧНОГО ПЯТНА

Калинин А.А., Калинина Н.Д.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

ON THE SUNSPOT SPECTRUM MODELING

Kalinin A.A., Kalinina N.D.

Ural Federal University, Ekaterinburg, Russia

In July 2017, a large sunspot with a magnetic field strength at a maximum of 3,900 Gs (July 12) passed across the solar disk. We obtained the spectra of this spot in the region of the H δ line of hydrogen and the H and K lines of ionized calcium (λ 410.1, 396.9, 393.4 nm, respectively). With trial and error method we fit passably the wings of the H δ line and got preliminary model of the atmosphere in the sunspot central region. For the spectrum calculation we used the COSSAM program (version dated January 18, 2017). Our shallow magnetohydrostatic waist constricted model is somewhat hotter in comparison with conventional models and we attribute this fact to the adopted MHS. We conducted non-LTE simulation of the K Ca II line for our sunspot model (via RH-code) and found qualitative agreement with observations, but for consistency plan to include MHS in the hydrostatic part of the RH-code.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-193-196

В июле 2017 г. по диску Солнца проходило большое солнечное пятно с напряженностью магнитного поля (МП) в максимуме 3900 Гс (12 июля) по данным Службы Солнца АО УрФУ. Одним из авторов были получены спектры этого пятна в области линии H δ водорода и линий H и K ионизованного кальция (λ 410.1, 396.9, 393.4 нм соответственно). Некоторые подробности наблюдений описаны в [1]. Там же описан способ получения модельного спектра пятна на основе простой магнитостатической модели с перетяжкой магнитного поля [2] и ЛТР моделирования спектра в области линии H δ с помощью программы COSSAM (см. рис. 1б в работе [1]). Из известных нам МГС моделей только эта позволяет рассматривать крупные, но мелкие пятна с расширяющимися ниже уровня перетяжки силовыми линиями поля. При напряженности магнитного поля 3000 Гс и параметрах модели согласно [2] получено удовлетворительное согласие с наблюдениями в крыльях линии H δ для центра пятна в первом сете (UT 8^h 30^m). Параметры атмосферы центра пятна, полученные при подгонке спектра, отображены на рис. 1.

В настоящей заметке мы рассмотрим спектр в области линий H и K ионизованного кальция. Центральные части этих линий образуются в хромосфере пятна в условиях повышенных температур и сильных отклонений от ЛТР. Для их моделирования мы использовали программу RH-code, созданную Н. Uitenbroek и в общих чертах описанную в его работе [3]. Программа решает многоуровневую задачу переноса излучения произвольного

атома для заданной модели атмосферы. Возможно рассмотрение одно-, двух- и трехмерной геометрии, соответственно для плоскопараллельной атмосферы, бесконечного бруса прямоугольного сечения и параллелепипеда. Доступны также расчеты для сферы.

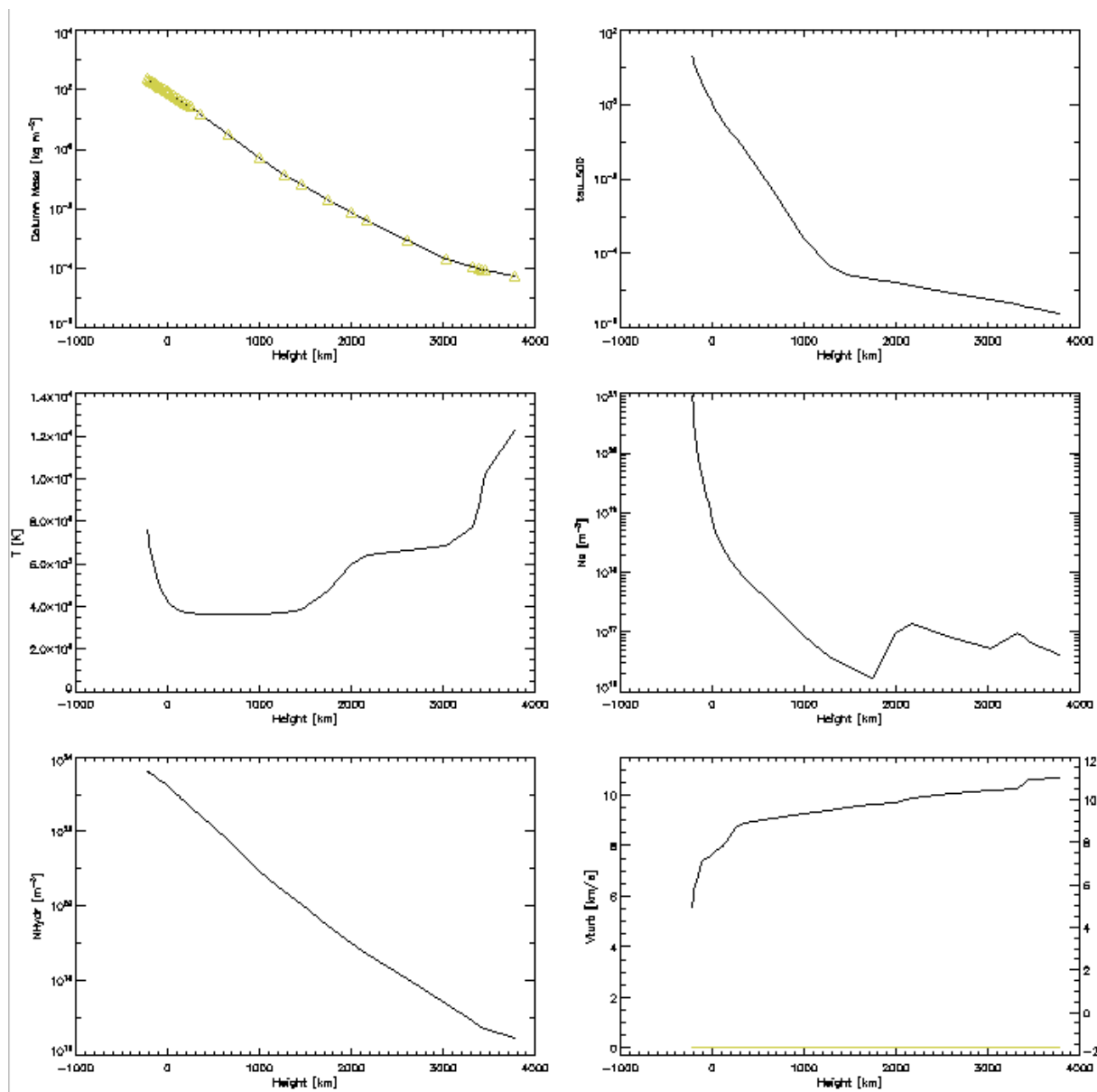


Рис. 1. Модель центра солнечного пятна. По оси абсцисс – высота (км) над уровнем $\tau_{500} = 1$. На графиках (слева направо и сверху вниз) : m – масса в столбце ($\text{кг}/\text{м}^2$); τ_{500} – оптическая толщина на длине волны 500 нм; T – температура (K); n_e – электронная концентрация (м^{-3}); N_H – концентрация атомов нейтрального водорода(м^{-3}); V_{turb} (км/с) – турбулентная скорость – принята такой же, как в известной модели VAL3C. Параметр B_0 магнитного поля принят равным 3000 Гс.

Программа активно развивалась примерно до 2010 г., а затем ее стали приспособлять для синтеза спектра в целях анализа больших массивов данных, поступающих со спутников (например, SDO) и больших телескопов типа вступающего в строй DKIST [4]. Последний вариант RH-code

называется RH1.5D и способен проводить массивные параллельные расчеты на больших кластерах. Описание RH1.5D см. в [5]. Решение обратной задачи для зеемановских профилей одновременно для нескольких атомов и их линий обеспечивает код Stic [6], также опирающийся на опыт RH-code.

Мы смоделировали профиль линии К Ca II для полученной модели пятна. Поскольку термодинамика нашей модели предполагает ЛТР, то в программе RH-code населенности атома водорода приняты Больцмановскими. Атом кальция вследствие малого содержания можно считать примесным и рассматривать его в неЛТР приближении.

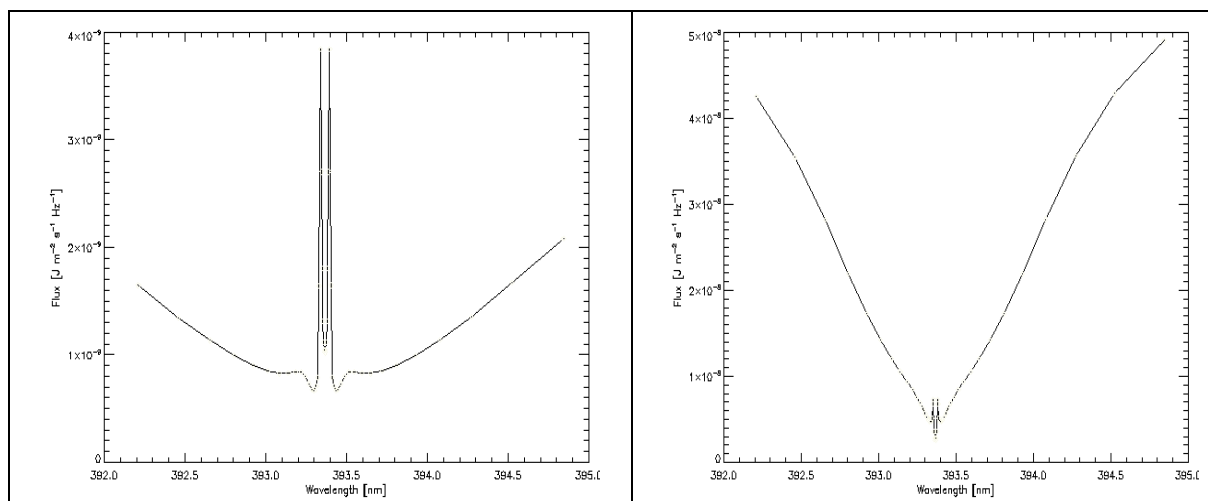


Рис. 2. Профили линии К Ca II для модели центра пятна (слева) и спокойного Солнца VAL3C (справа). По оси абсцисс λ – длина волны (нм), по оси ординат J – поток (дж м⁻² с⁻¹ нм⁻¹ гц⁻¹). Обратите внимание, что слева порядок численных значений 10^{-9} , а справа 10^{-8} .

Интенсивность на частотах линии К в пятне на порядок меньше, чем в невозмущенной атмосфере, а также имеется эмиссионный пик (в наблюдаемых спектрах замыкаемый макроскопическими движениями в тени пятна). Качественно синтезированный спектр близок к наблюдаемому. Количественное сопоставление преждевременно, так как для атома водорода было принято приближение ЛТР. Более точный учет отклонений от ЛТР возможен, если в имеющуюся в RH-code подпрограмму расчета гидростатики включить магнитное поле по методике [1, 2].

По результатам данной работы и работы [1] можно сделать следующие выводы. 1). Подбором зависимости температуры от высоты, глубины вильсоновской депрессии и параметра магнитного поля B_0 возможно получить удовлетворительное согласие синтезированного спектра с наблюдениями в области линии H δ . При этом напряженность поля принята 3000 Гс. 2). Полученная модель атмосферы пятна более горяча в сравнении с общепринятыми средними значениями для больших пятен. Предварительно мы связываем это обстоятельство с тем, что МГС модель [2] – это фактически приближение мелкого пятна. 3). Профили линии К Ca II качественно вос-

производят наблюдаемые, но требуется включение магнитного поля в уравнения гидростатического равновесия.

Работа выполнена в рамках Госзадания Минобрнауки РФ (базовая часть гос. задания, РК № АААА-А17-117030310283-7).

Литература

1. *Калинин А.А., Калинина Н.Д.* К расчету спектра солнечного пятна // Труды XXII Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018», ГАО РАН, СПб, 8 – 12 октября 2018, с. 199-202.
2. *Соловьев А.А.* Моделирование магнитной структуры солнечных пятен // Астрон. журн., 1997, т. 74, с. 131-138.
3. *Uitenbroek H.* Multilevel radiative transfer with partial frequency redistribution // *Astrophys. Journal*, 2001, v. 557, pp. 389-398.
4. *Pevtsov A.A.* DKIST: the present and future of the largest solar telescope in the world // Тезисы докладов XXIII Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика – 2019», ГАО РАН, СПб, 7 – 11 октября 2019, с. 82.
5. *Pereira Tiago M.D. and Uitenbroek H.* RH1.5D: a massively parallel code for multi-level radiative transfer with partial frequency redistribution and Zeeman polarisation // *Astron. Astrophys.*, 2015, v.574, A3, pp. 1-6.
6. *de la Cruz Rodriguez J., Leenaarts, S., Danilovic S., Uitenbroek H.* Stic: A multiatom non-LTE PRD inversion code for full-Stokes solar observations // *Astron. Astrophys.*, 2019, v. 623, A74, pp. 1-14.

КАТАЛОГ ГОРЯЧИХ СТРУЙ В КОРОНЕ СОЛНЦА ЗА 2015–2018 гг.

**Кальтман Т.И.¹, Накаряков В.М.^{1,2}, Анфиногентов С.А.³,
Ступишин А.Г.⁴, Лукичева М.В.^{1,5}, Шендрик А.В.¹**

¹*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*Centre for Fusion, Space and Astrophysics, Physics Department, University of Warwick, UK*

³*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия*

⁴*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

⁵*Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Göttingen, Germany*

CATALOGUE OF HOT JETS IN THE SOLAR CORONA FOR 2015–2018

**Kaltman T.I.¹, Nakariakov V.M.^{1,2}, Anfinogentov S.A.³,
Stupishin A.G.⁴, Loukitcheva M.V.^{1,5}, Shendrik A.V.¹**

¹*Special astrophysical observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

²*Centre for Fusion, Space and Astrophysics, Physics Department, University of Warwick, UK*

³*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

⁴*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*

⁵*Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Göttingen, Germany*

The creation of a catalogue of plasma jets in the corona of the Sun with primary information about detected events, parameters of the jets, parent active regions and related eruptive phenomena is presented. The catalogue includes data obtained with the spaceborne SDO/AIA high-precision EUV imaging telescope and ground-based radio telescopes and spectrometers, including RATAN-600, SRG and Nobeyama Radio Heliograph.

The catalogue contains information about the date and time of the jet, heliographic coordinates, duration, as well as information about the flare, and an associated radio burst, and/or a coronal mass ejection, if observed. Data of spectral polarisation observations of microwave spectrum of regions in the 3–18 GHz band obtained with RATAN-600 (for the events close in time with RATAN-600 scans) and SRG are added to the catalogue together with the SRG and Nobeyama images. For selected events extrapolations of the photospheric magnetic field into the corona are included too.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-197-200

Введение

Исследования плазменных струй (plasma jets) в солнечной атмосфере являются активно развивающимся научным направлением исследований как в контексте фундаментальной физики плазмы и плазменной астрофизики, так и в рамках разработки методов прогнозирования космической погоды [1]. Корональные струи - это почти повсеместное солнечное явление, возникающее независимо от фазы солнечного цикла. Рентгеновские и EUV наблюдения регистрируют коллимированные лучеобразные структуры, которые в основаниях часто связаны с корональными яркими точками.

Данные, полученные за последние три десятилетия различными космическими миссиями (например, Yohkoh, SOHO, STEREO, Hinode, SDO, IRIS), позволили получить обширное представление о возникновении и эволюции корональных струй. Несмотря на значительные достижения как в наблюдениях, так и в теоретических исследованиях, остаются до конца не изученными основные физические механизмы, которые запускают эти события, поддерживают и контролируют их, а также влияют на их эволюцию.

Современные исследования основаны на использовании данных новейших космических и наземных телескопов, позволяющих получить как спектр, так и изображение объекта, а также на широком разнообразии струйных течений, присутствующих в атмосфере Солнца на всех фазах цикла. Наблюдение плазменных струйных излучений одновременно в различных диапазонах позволяет детально изучить как их инициирование, энергию, динамику и коллимацию, так и связанные с ними плазменные процессы: неустойчивость, турбулентность и ускорение заряженных частиц.

В данной работе представлено создание каталога плазменных струй в короне Солнца, описана его структура и приведены примеры данных.

Состав каталога

Данный каталог (рис. 1а) размещен на сайте СПбФ САО по адресу <http://prognoz2.sao.ru/coronal-jets-catalog>. По данным SDO/AIA с помощью системы первичной обработки данных JHelioViewer и Heliophysics Events Knowledgebase (НЕК) составлен каталог плазменных струй в короне Солнца путем идентификации событий в фильмах, построенных по высокопрецизионным КУФ наблюдениям с размером пикселя 0.6" и временным шагом 12 секунд. Для некоторых событий, совпадающих по времени с наблюдениями наземных инструментов РАТАН-600, СРГ и Nobuyama Radio Heliograph, добавлены соответствующие данные микроволнового диапазона.

Каталог (рис. 1 слева) содержит информацию о дате и времени струи, гелиографических координатах, длительности, а также информацию о вспышке, радиовсплеске и корональном выбросе массы, если они наблюдались. Ниже приведены примеры данных.

Так, в каталоге имеются спектрально-поляризационные данные наблюдений микроволнового спектра активной области, в которой произошло событие, в диапазоне 1–18 ГГц по данным РАТАН-600 (рис. 1b), данные наблюдений Nobuyama (рис. 2) и СРГ (рис. 3). Данные по реконструированному магнитному полю, согласно методике, описанной в [2], представлены в формате IDL-читаемом формате '.sav' и готовы для использования в пакете GX-simulator [3] Представлена визуализация динамики по данным AIA в разных спектральных линиях (movie), включая полную ин-

тенсивность и бегущую разность (рис. 4а). Для некоторых событий представлены наложения изображений струйных событий на фотосферное магнитное поле (рис. 4б).

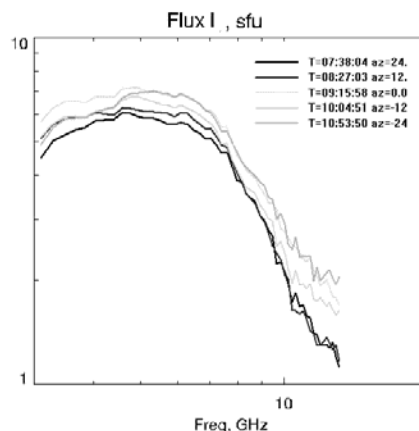
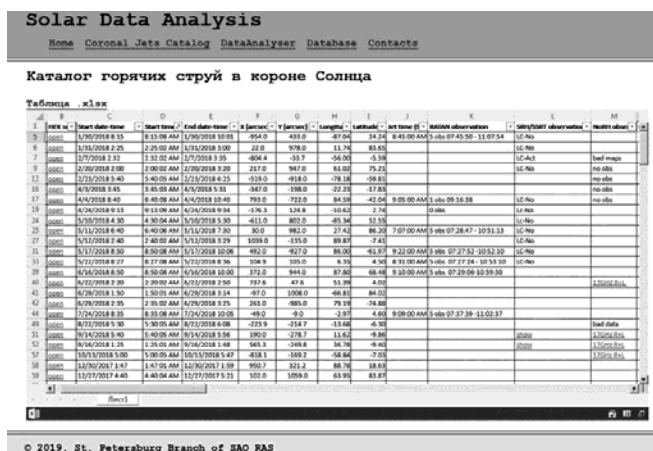


Рис. 1. Слева: общий вид каталога на сайте. Справа: спектры активной области AR12672, полученные 2017/08/24 за несколько моментов времени на РАТАН-600.

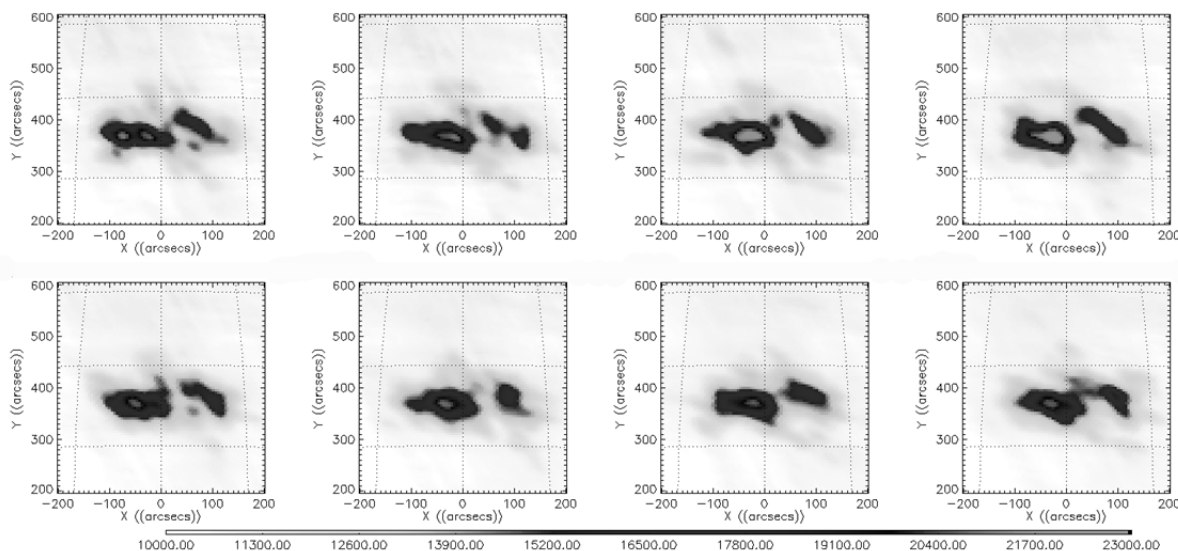


Рис. 2. Изображение активной области AR12642 по данным радиогелиографа Nobeyama, 2017/03/03 с шагом 10 минут.

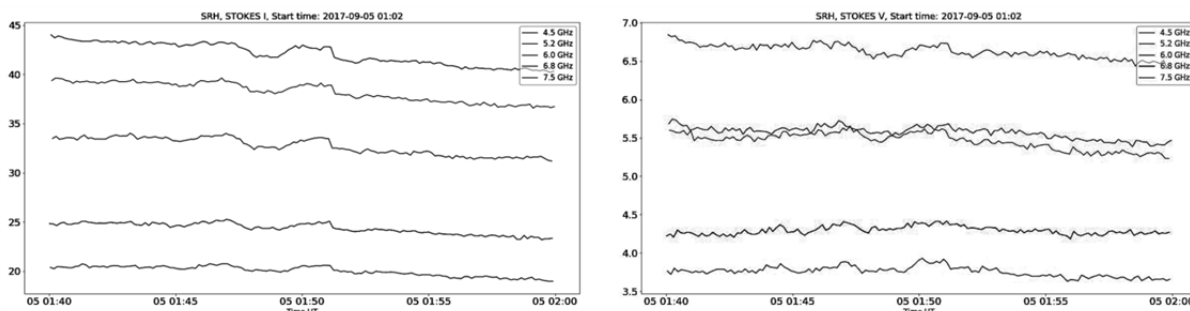


Рис. 3. Временные профили параметров Стокса I, V по данным Сибирского радиогелиографа (СРГ 48) за 2017/09/05.

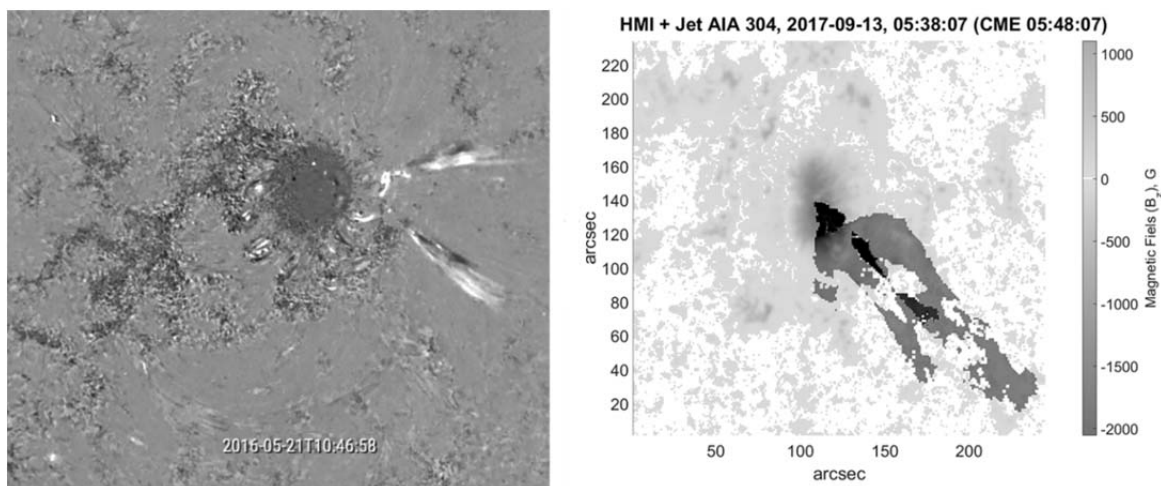


Рис. 4. Слева: совмещение изображений магнитного поля (темно-серый) и двух джетов (черно-белый, в правой части рисунка) для момента времени 2016-05-21 10:46:58UT. Справа: совмещение изображений магнитного поля (светло-серый), джета (черный) для момента времени 2017-09-13 05:38:07UT и КВМ (темно-серый) для момента времени 2017-09-13 05:48:07UT.

Выводы

Создан и начата работа по заполнению Каталог плазменных струй в короне Солнца: с первичной информацией о событии, параметрах струи и материнской активной области, и сопутствующих эруптивных явлениях. В каталог сведены данные, полученные с помощью космического высокопрецизионного КУФ изображающего телескопа SDO/AIA и наземных радиотелескопов и спектрометров, включая РАТАН-600, СРГ и Nobeyama.

Цель составления каталога: определение физических механизмов, ответственных за генерацию, коллимацию и динамику плазменных струй в атмосфере Солнца путем сочетания анализа данных с численным моделированием МГД процессов. Дальнейшей целью является анализ соответствия магнитных конфигураций существующим моделям генерации МГД струй, расчеты их КУФ, радио и рентгеновского излучения.

Каталог позволит осуществлять поиск статистических закономерностей, таких как взаимные зависимости между различными наблюдаемыми параметрами. Такие статистические закономерности необходимы для валидации подобных зависимостей, предсказываемых различными моделями, и позволят сделать выбор в пользу того или иного механизма образования и эволюции струй.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. Raouafi *et al.* // Space Science Reviews, 2016, V. 201, I. 1-4, pp. 1-53.
2. Fleishman *et al.* // Astrophys. J., 2017, 839:30
3. Nita *et al.* // Astrophys. J., 2015, 799, 236

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ В СКЛ НА ОСНОВЕ МИКРОВОЛНОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МАГНИТО-МОРФОЛОГИЧЕСКОЙ КЛАССИФИКАЦИИ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

**Кашапова Л.К.¹, Жукова А.В.², Мешалкина Н.С.¹,
Митева Р.^{3,4}, Мягкова И.Н.⁵**

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия*

³*Институт космических исследований и технологий БАН, София, Болгария*

⁵*Институт Астрономии и Национальная Астрономическая обсерватория, БАН,
София, Болгария*

⁴*Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва, Россия*

THE SEP SOLAR ORIGIN FEATURES STUDY BASED ON THE MICROWAVE OBSERVATIONS WITH ARS MAGNETO-MORPHOLOGY CLASSIFICATION USE

**Kashapova L.K.¹, Zhukova A.V.², Meshalkina N.S.¹,
Miteva R.^{3,4}, Myagkova I.N.⁵**

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics of SB RAS, Irkutsk, Russia*

²*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

³*Space Research and Technologies Institute, BAS, Sofia, Bulgaria*

⁴*Institute of Astronomy and National Astronomical Observatory, BAS, Sofia, Bulgaria*

⁵*Skobelitsyn Institute of Nuclear Physics of MSU, Moscow, Russia*

The active regions magneto-morphology classification was applied to analyze the microwave (MW) emission in solar flares related to the strong solar energetic particle (SEP) events observed during the 23rd solar cycle. We separated all ARs into three categories: A-type - regular bipolar ARs; U-type – unipolar spots; B-type – irregular ARs which violate either Hale polarity law, or Joy's law, or having the leading spotless than the main following spot. We used the parameters of the MW spectrum as indicators of acceleration processes during solar flares. Our analysis showed the following. Most of the related to proton-rich SEP events ARs are violated at least one of the named above classical sunspot group evolution laws during their evolution, whereas the statistical study of all ARs of the cycle revealed the regular sunspot groups domination. Revealed dependences between SEP events and MW indicators of the acceleration process for different groups are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-201-204

Целью настоящего исследования является проверка взаимосвязи различных магнито-морфологических групп активных областей с солнечными источниками событий в солнечных космических лучах (СКЛ), сопровождающихся значительными потоками протонов, и проведение статистического анализа параметров микроволнового (МВ) излучения, характеризующих процессы ускорения частиц. Вопрос о механизмах источников уско-

рения заряженных частиц в событиях СКЛ остается открытым до сих пор [1]. Согласно, современному представлению, оно происходит или во время вспышек в атмосфере Солнца или же на ударных волнах, порождаемых корональными выбросами массы (КВМ).

Прямыми индикаторами ускорительных процессов в солнечной атмосфере являются рентгеновское и гамма излучение. Однако низкий порог чувствительности современных детекторов в этих спектральных диапазонах приводит к потере информации о большинстве событий. МВ излучение более чувствительно к изменениям потоков ускоренных электронов, но использование МВ наблюдений сталкивается с рядом трудностей. Во-первых, наиболее важной частью СКЛ являются протоны, в то время как МВ излучение генерируется электронами. Тем не менее, Черток и др. [2] показали высокую корреляцию протонных потоков СКЛ и свойств МВ излучения. Во-вторых, на спектральные свойства МВ излучения могут влиять сразу несколько параметров, таких как напряженность магнитного поля, поток частиц и т.д. Это приводит к противоречиям в результатах различных статистических исследований, тогда как исследования отдельного события, как правило, дают согласованную картину. Возможно, причиной рассогласования может являться неоднородность физических/морфологических свойств солнечных источников, в том числе и активных областей (АО).

По каталогу протонных событий [3] были отобраны АО с солнечными вспышками, сопровождавшимися событиями в СКЛ с сильными протонными потоками. События должны были иметь также отклик в жестком рентгеновском диапазоне (данные инструмента CORONAS/SONG, обладающего высокой чувствительностью к слабым потокам в нетепловом рентгеновском диапазоне). Для локализации выбранных событий использовались наблюдения RHessi. Анализ параметров МВ спектров проводился на основе наблюдений сети радиотелескопов RSTN; в некоторых случаях мы использовали также доступные данные радиополяриметров Nobeyama для улучшения спектрального разрешения МВ спектров. После перекрестной проверки список оставшихся событий составил 24 солнечных вспышки, удовлетворяющие всем требуемым условиям.

Исследуемые события происходили в 22 АО 23-го цикла, имевших различную конфигурацию магнитного поля. Для учета магнитной топологии солнечных источников, мы воспользовались магнито-морфологической классификацией активных областей (АО), предложенной в [4]. Данные инструмента MDI/SOHO позволили нам разделить все исследуемые АО на три группы: А – регулярные АО, удовлетворяющие основным закономерностям теории динамо среднего поля (закону полярностей Хейла, закону о широтной зависимости угла наклона магнитной оси биполярных АО Джоя, правилу о соотношении лидирующего/хвостового пятен);

В – АО-нарушители, отклоняющиеся от этих закономерностей; U – одиночные пятна (как правило, остатки регулярных АО).

Мы обнаружили, что доля регулярных АО в выборке событий 23-го цикла составила около 25%, а доля нарушителей – более 50%. Отметим, что среди всех АО цикла наблюдается противоположная картина: регулярные АО занимают более 50%, а АО группы В – около четверти. Подобное распределение всех АО проявлялось и в 24-м цикле [4].

Для сравнительного анализа связи мощности протонных событий и параметров, характеризующих процессы ускорения, мы использовали соотношение максимумов потоков частиц с энергиями выше 10 МэВ и 30 МэВ. Более низкое значение этой величины соответствует большему количеству протонов, обладающих более высокими энергиями. В качестве индикаторов ускорительных процессов нами использовались значения пиковой частоты и электронного спектрального индекса. Пиковая частота – это частота, на которой поток достигает максимального значения. Спектральный индекс δ электронов вычисляли по формуле $\delta = 1,1 * (\alpha - 1,2)$ [9], где α – микроволновой спектральный индекс, оцениваемый как наклон спектра на частотах выше пиковой частоты.

Анализ зависимости отношения протонных потоков от пиковой частоты представлен на рис. 1. Для групп А и U (левая панель, звездочки и плюсы, соответственно) обнаружено, что события, сопровождающиеся потоками протонов с высокими энергиями, соответствуют более высокому значению пиковой частоты. Однако высокая пиковая частота может быть обусловлена как более сильным магнитным полем в излучающем источнике, так и большими потоками ускоренных электронов. Для событий, связанных с АО группы В (правая панель, ромбы), тренд не обнаружен.

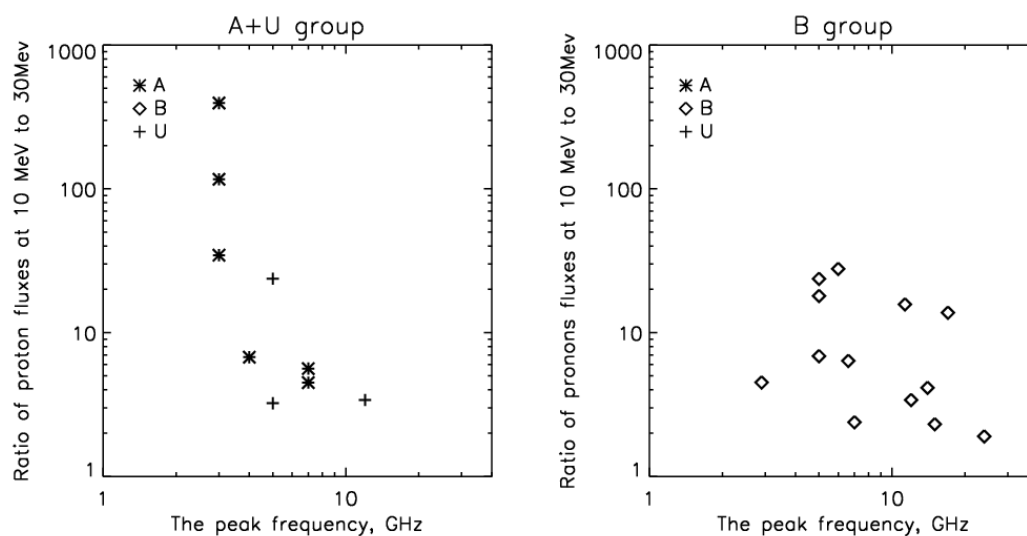


Рис. 1. Левая панель: Зависимости отношения потоков двух спектральных полос потоков протонов в событиях СКЛ относительно пиковой частоты для групп А и U. Правая панель: Та же зависимость для группы В.

Для зависимости отношения протонных потоков от спектрального индекса (рис. 2) тенденции те же. Тренд для групп А и U на левой панели хорошо согласуется с результатами Daibog et al. [5]. Данная тенденция может быть объяснена тем, что более мягкий спектральный индекс обычно связан с большей высотой места первичного энерговыделения в короне и, соответственно, с лучшими условиями выхода ускоренных частиц в межпланетное пространство.

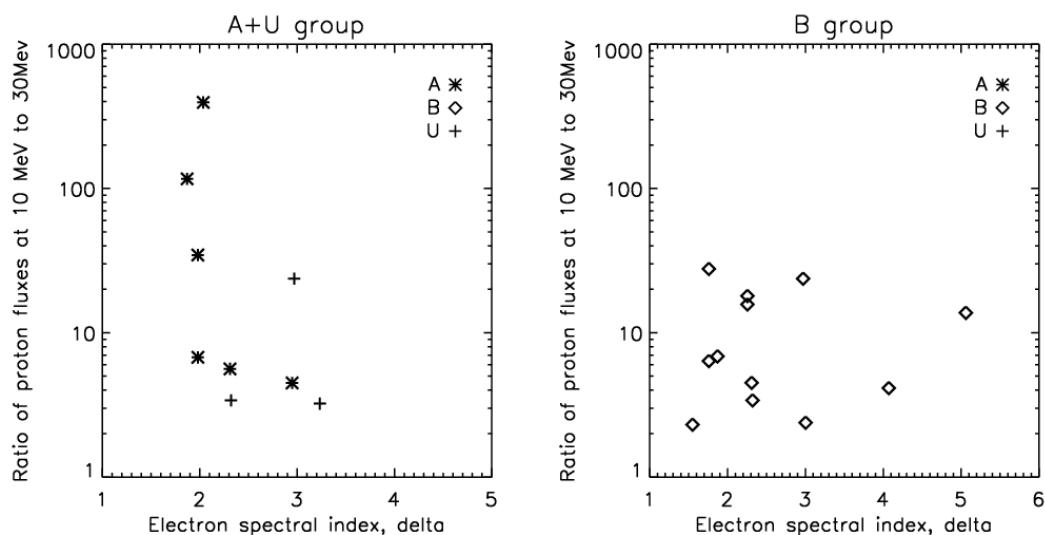


Рис. 2. Левая панель: Зависимости отношения потоков двух спектральных полос потоков протонов в событиях СКЛ относительно электронного спектрального индекса для групп А и U. Правая панель: Та же зависимость для группы В.

В результате проведенного исследования мы можем сделать следующие выводы. У большинства АО 23-го цикла, связанных с сильными протонными событиями в СКЛ, наблюдаются нарушения закономерностей теории динамо среднего поля, тогда как в цикле в целом преобладают регулярные АО. Для событий, связанных с регулярными АО, в зависимостях отношения протонных потоков от пиковой частоты и спектрального индекса наблюдаются тенденции, согласующиеся с результатами других авторов [5] и предсказанные моделями солнечных вспышек. Для событий, происшедших в АО с нарушениями, явных тенденций не обнаружено.

Литература

1. Klein, K.-L., Dalla S. // Space Sc. Reviews, 2017, 212, 1107.
2. Chertok, I.M., Grechnev, V.V., Meshalkina, N.S. // Astronomy Reports, 2009, 53, 1059.
3. Papaioannou A., Sandberg, I., Anastasiadis, A., et al. // MNRAS, 2016, 451, 1522.
4. Abramenko, V.I., Zhukova, A.V., Kutsenko, A.S. // Geomagn. and Aeron., 2018, 58, 1159.
5. Daibog, E.I., Melnikov, V.F., Stolpovskii, V.G. // Solar Phys., 1993, 144, 361.

ГЕННАДИЙ МИХАЙЛОВИЧ НИКОЛЬСКИЙ – ВЫДАЮЩИЙСЯ АСТРОНОМ И НЕЗАУРЯДНЫЙ ЧЕЛОВЕК

Ким И.С.

ГАИШ МГУ, Москва, Россия

GENNADY M. NIKOLSKY, A PROMINENT ASTRONOMER AND A BRILLIANT PERSON

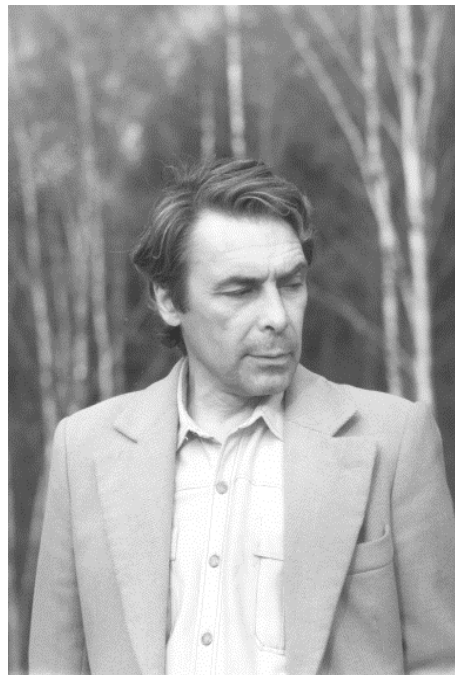
Kim I.S.

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

The main steps of the short but brilliant life of Gennady M. Nikolsky, a prominent astronomer and outstanding person are presented: childhood, study at the universities, thesis, theoretical and experimental ground and space research of the upper solar atmosphere, interplanetary environment, and the Earth's atmosphere, cooperation with colleagues, and popularization of astronomy. His hobbies are briefly listed as well.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-205-208

28 сентября 1929 г. в г. Ростове-на-Дону родился Г.М. Никольский, позднее семья жила в г. Москве. Отец Михаил Семенович Никольский – инженер-химик, был арестован в 1937г. Мама, Ксения Ивановна, оказалась в Акмолинском лагере жён изменников Родины (АЛЖИР), вернулась в 1947-м. Бабушка забрала внука в г. Ростов. Подвижный и неистощимый на выдумки, таким он остался в памяти своих друзей тех лет, оказавшихся очень нелегкими для семьи: война, бомбежки, оккупация. В 1948-м окончил школу с золотой медалью и поступил на астрономическое отделение Ростовского университета. В 1951-м после упразднения астрономического отделения перевелся в Киевский университет, по окончании которого работал старшим лаборантом кафедры астрономии КГУ. В 1955-м, через два года после окончания университета защитил кандидатскую диссертацию. С теплотой и благодарностью он вспоминал своего научного руководителя, профессора С.К. Всехсвятского, оказавшего благотворное влияние на формирование его как ученого.



С 1956 до августа 1958-го работал младшим научным сотрудником Астрофизического института АН Каз ССР, где занимался исследованиями зодиакального света, межзвездной среды, планет, свечения ночного неба. С

октября 1958-го Г.М. Никольский стал сотрудником Отдела Солнца ИЗМИРАН, с 1959 г. старшим научным сотрудником, в 1962 г. утвержден Президиумом АН СССР в звании старшего научного сотрудника по специальности астрономия. В 1964-м Г.М. Никольский защитил докторскую диссертацию "Коротковолновое излучение Солнца и строение солнечной атмосферы", в 1965 г. утвержден ВАК в ученой степени доктора физико-математических наук. Кипучая энергия и инициативность способствовали формированию вокруг него группы молодых сотрудников. В 1969-м образуется Лаборатория солнечной активности, заведующим которой назначается Г.М. Никольский. В 1971-м решением ВАК он утвержден в звании профессора, в 1981-м получил авторское свидетельство и патент за идею и разработку эксперимента «Искусственное солнечное затмение» (совместно с Симоновым А.И.), в 1982 – медаль "За трудовое отличие". В 1999-м, к 70-летию со дня рождения Горсовет г. Троицка присвоил Г.М. Никольскому звание Почетного гражданина города. Его имя присвоено малой планете № 4010 (Nikolskij), открытой Н.С. Черных в 1977-м.

1. Теоретические и экспериментальные исследования

Классическое астрономическое образование позволило Г.М. Никольскому реализовать успешные наземные и космические теоретические и экспериментальные астрофизические и геофизические исследования. Теоретические исследования коротковолнового излучения Солнца и переходной области между хромосферой и короной, выполненные совместно с Г.С. Ивановым-Холодным, по интерпретации EUV спектров, полученных американскими исследователями на ракетах, внесли существенный вклад в изучение физических процессов на Солнце, солнечно-земных связей, а также позволили прогнозировать энергию EUV излучения. Впервые ими введено понятие обобщенной меры эмиссии, показано, что переходная область является источником EUV излучения, предсказаны длины волн и интенсивности для более 1000 линий почти 150 ионов, построена первая модель переходной области, основанная исключительно на наблюдательных данных. Результаты представлены в трех изданиях, ставших настольными книгами для солнечников того времени: Иванов-Холодный Г.С., Никольский Г.М., Солнце и ионосфера, из-во «Наука», Москва, 1969; Ivanov-Kholodny G.S. and Nikolsky G.M. In: "The Solar Corona" (ed. J.W. Evans). New-York-London, Academic Press, 1963, 59-68; Nikol'skij G.M. in Handbuch der Physik, Encyclopedia of Physics, vol. XLIX/6, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 309-377.

Его незаурядный талант экспериментатора и наблюдателя проявился при разработке уникальных инструментов для исследования верхней солнечной атмосферы во время и вне полных солнечных затмений (ПСЗ). Наиболее результативными оказались ПСЗ 1970, 1972 и 1981 гг. После ПСЗ 1965-го в Полинезии (единственный заграничный выезд), он стал «не-

выездным». Поэтому остались нереализованными приглашения зарубежных коллег из Австралии, Франции и других стран. Из внезатменных инструментов вначале был коронограф оригинальной конструкции (совместно с Г.С. Ивановым-Холодным), установленный в одной из башен ИЗМИРАН. Позднее был разработан крупнейший в мире внезатменный коронограф типа Лио с объективом диаметром 530 мм (совместно с Сазановым А.А.) и установлен, по предложению М.Н. Гневывшева, на Горной астрономической станции ГАО РАН. «Семейство» коронографов Г.М. Никольского установлено на 9 обсерваториях России, Грузии, Азербайджана, Казахстана, Туркмении, Венгрии и Польши. С помощью этих коронографов выполнены уникальные исследования тонкой структуры хромосферы, магнитных полей и динамики протуберанцев, спектров короны.

В начале 1970-х он берется за создание магнитографа принципиально новой конструкции для измерения магнитных полей в солнечной атмосфере (совместно с О.Ен Деном и Ким И.С.), первые успешные измерения на котором получены в ноябре-декабре 1975-го. До настоящего времени магнитограф Г.М. Никольского остается лучшим среди магнитографов, работавших в аналоговом режиме.

В 1975-м во время совместного полета космических кораблей «Аполлон» и «Союз» реализован прообраз современного проекта Proba 3 ESA: первый эксперимент по искусственному солнечному затмению в космосе (совместно с А.И. Симоновым), когда «Аполлон» во время расстыковки экранировал диск Солнца. В 1982-м во время франко-советского эксперимента «PCN – Photographie du ciel nocturne» впервые из космоса визуализированы слои ионосферы, сумеречный сегмент, полярные сияния и зодиакальный свет, наклон оси которого к плоскости эклиптики составил 3° .

Подвижничество и одержимость в науке, обилие идей, умение находить единомышленников способствовали появлению уникальных исследований тонкой структуры короны (с С.К. Всехсвятским, Н.И. Дзюбенко, В.И. Иванчуком, И.А. Несмяновичем, Е. Пономаревым и А. Рубо), EUV излучения (с Г.С. Ивановым-Холодным, см. выше), аномальной поляризации в короне (с талантливым астрофизиком М.М. Молоденским), реализации первого эксперимента по искусственному затмению Солнца в космосе (с А.И. Симоновым), созданию объединенного семинара теоретиков и экспериментаторов в ИЗМИРАН (с А.А. Корчаком и С.И. Сыроватским). Беседы с И.С. Шкловским стимулировали ряд «затменных» экспериментов. Особенно плодотворным было сотрудничество с французским астрономом Сержем Кучми (Koutchmy S.), вклад которого в создание последних версий магнитографа Г.М. Никольского и эксперимент PCN огромен.

2. Подготовка кадров, популяризация астрономии, увлечения

Под руководством Геннадия Михайловича защищено 15 кандидатских диссертаций. Его ученики успешно работали и работают в астрономиче-

ских организациях России, Казахстана, Грузии, Азербайджана. Он был членом ВАК при совете министров СССР, членом специализированного совета ГАИШ МГУ, членом Международного астрономического союза, активно работал в обществе «Знание», занимался популяризацией науки, редактировал переводы зарубежных монографий по Солнцу и солнечно-земным связям издательства «Мир».

Геннадий Михайлович увлекался спортом (бокс, велосипед, теннис, горные лыжи), литературой, музыкой, прекрасно рисовал. Вел большую общественную работу в качестве зам. председателя Совета (председатель – Е.П. Велехов) Дома ученых Научного центра в г. Троицке.

20 декабря 1982-го Геннадия Михайловича не стало. Он успел сделать очень много за свою столь непродолжительную, по современным меркам (53 года), жизнь, многого не успел. Энергичный и не боящийся взять на себя ответственность в сложных ситуациях, неудержимо веселый в минуты успехов, он обладал редким душевным обаянием. Как справедливо заметил Гуляев Р.А. «... обаяние яркой личности – неизменно. Иногда казавшийся резким в общении с окружающими, Геннадий Михайлович был в действительности очень мягким и уступчивым. Когда же дело касалось защиты истины, он становился совершенно непреклонным. И всегда был абсолютно нетерпимым к малейшим проявлениям фальши, лицемерия, ханжества. Этим он оказывал огромное духовное, нравственное влияние на всех, кто с ним общался. Плоды такого влияния остаются в людях навсегда».

Автор глубоко признателен О.С. Никольской и Т.А. Бируля за предоставленные материалы.

Литература

- Гуляев Р.А., Иванов-Холодный Г.С. Г.М. Никольский и современная физика Солнца, ВИНТИ, 1987, 1-26.
- Гуляев Р.А. (Лаборатория солнечной активности). Памяти Геннадия Михайловича Никольского // Земля и Вселенная, 1983, № 3, 33-34.
- Колчинский И.Г., Корсунь А.А., Родригес М.Г. Астрономы. Биографический справочник. – Киев: Наукова думка, 1986.
- Миловидов В. В пути за Солнцем // Городской ритм, № 39 (756), 2 октября 2019, 3.
- Симонов А.И. Солнечное затмение по заказу // Техника-молодежи, 1978, №5 с.21-23.
- Старкова Лидия, Невидимое Солнце // Городской ритм, № 5(55), 20 декабря 2007, 4.
- Астрономы России 1917–2017. – Казанский федеральный университет, Казань, 2017.
- Группа товарищей (Р.А. Гуляев). Памяти Геннадия Михайловича Никольского Земля и Симонов А.И. Солнечное затмение по заказу, "Техника-молодежи" 1978, №5 с.21-23.
- Старкова Л.И. и Осин А.И. Геннадий Михайлович Никольский (28.09.1929 – 20.12.1982), <http://www.izmiran.ru/info/personalia/nikolsky/>
https://ru.m.wikipedia.org/wik/Никольский,_Геннадий_Михайлович

ЦВЕТ СТРУКТУР СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ

Ким И.С., Крусанова Н.Л.

ГАИШ МГУ, Москва, Россия

COLOUR OF SOLAR CORONA STRUCTURES

Kim I.S., Krusanova N.L.

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

2D distributions of the relative color index, RCI, are presented for the corona of July 11, 1991 and March 29, 2006. They reveal the absence of identity in energy distributions in the continua of the K-corona and photosphere. The quasi-symmetry of RCI distributions relative to the projection of the heliospheric current sheet in “the sky plane” excludes the contribution of the dust component. Reddening with distance over the entire corona at all positional angles is the first observational confirmation of theoretical calculations by Reginald et al. [8]. Therefore, the RCI can be considered as an indicator of the expansion of the corona. Different coronal structures have different RCI values. The existence of diffuse and structural components, correlation with the coronal structure, and bluing in the range $<1.2-1.3 R_{\odot}$ are noted.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-209-212

1. Введение

До настоящего времени исследования цвета континуума солнечной короны проводятся только во время полных солнечных затмений (ПСЗ). Речь будет идти об электронной составляющей, так называемой К-короне, излучающей в видимом континууме, свечение которой обусловлено томсоновским рассеянием. Классическое томсоновское рассеяние, подразумевающее рассеяние низкочастотных квантов электромагнитного излучения фотосферы свободными покоящимися электронами, не зависит от длины волны, λ . Определение цвета континуума К-короны основано на сравнительном анализе распределения энергии континуумов короны и фотосферы спектральными или фильтровыми методами. При идентичности распределений принято говорить о белом цвете, при смещении в синюю область спектра – о “посинении”, в красную – “покраснении”. Обзоры работ по определению цвета континуума [1–3], выполненных до 2000-х гг., свидетельствуют о противоречивости результатов.

В 1976 Стам [4] теоретически показал возможность получения информации о скорости электронов, V_e , и электронной температуре, T_e , из спектральных измерений отношения интенсивностей на 410 и 390 нм. Через 20 лет японцы [5], позднее американцы [6] экспериментально подтвердили такую возможность по наблюдениям спектров во время ПСЗ. К недостаткам спектральных методов можно отнести получение информации не по всей короне, а только вдоль направления щели, а также возможный

вклад инструментальной поляризации спектрографа [7], которая, как правило, никем не учитывается. В 2009г. появилась уникальная, на наш взгляд, работа Reginald et al. [8], в которой впервые теоретически показано, что при наличии потоков электронов, распространяющихся от Солнца (солнечного ветра), для наблюдателя на Земле должно регистрироваться смещение континуума К-короны в красную сторону по всей короне.

2. Относительный показатель цвета континуума

Для поиска наблюдательных подтверждений теории Reginald et al. [8] мы использовали широкополосный фильтровый метод, подразумевающий регистрацию короны в красной и синей областях спектра на один кадр. Описание метода представлено в [9]. Отказались от абсолютной калибровки по серпу Солнца во время частных фаз. Использовали реперную область, для которой, радиальная скорость электронов, по нашему мнению, минимальна. Это слабая составляющая нашего подхода, которая, тем не менее, значительно “сильнее” калибровки по фотосфере. Ввели понятия показателя цвета C и относительного показателя цвета RCI , определяемые выражениями:

$$C = \frac{I_{red}^{cor} / I_{blue}^{cor}}{I_{red}^{ph} / I_{blue}^{ph}}, \quad C_{ref} = I_{red}^{ref} / I_{blue}^{ref}, \quad RCI = \frac{I_{red}^{cor} / I_{blue}^{cor}}{C_{ref}}.$$

I_{red}^{ph} , I_{blue}^{ph} , I_{red}^{cor} и I_{blue}^{cor} – интенсивности в красном и синем спектральных интервалах спектра фотосферы и короны соответственно, C_{ref} – показатель цвета реперной области. Все величины в выражениях получаются одновременно на один кадр во время полной фазы.

Оценим ожидаемые значения показателя цвета C . В реальной короне рассеивают электроны с $V_e \neq 0$. Для нерелятивистских электронов можно ожидать смещение рассеянного спектра, обусловленное эффектом Доплера. На рисунке 1 слева показаны спектры фотосферы (сплошная черная кривая) и рассеянные электроном, движущимся от Солнца со скоростью 10000 км/с (пунктир) и к Солнцу со скоростью 10000 км/с (серый штрихпунктир), аппроксимированные функцией Планка. Вертикальные точечные линии соответствуют положениям λ_{max} коронального континуума в красной и синей областях. Справа сверху вниз показаны спектр континуума К-короны (I), эффективные кривые широкополосных фильтров (S), корональный континуум в красной и синей областях спектра (I'). Значение $C = 1.10$ (0.93) для $V_e = 100000$ км/с. Ожидаемые скорости на порядок меньше. Поэтому введение относительного показателя цвета RCI может улучшить точность определения до одного порядка.

На рис. 2 показаны уточненные 2D распределения RCI для корон 2006 (справа) и 1991 гг. (слева), выявляющие покраснение с расстоянием по всей короне на всех позиционных углах. Это первые наблюдательные подтверждения теории Reginald et al. [8]. Справа вверху в увеличенном мас-

штабе показаны реперные области, локализованные между полярными плюмами на расстоянии $\approx 1.1 R_{\odot}$. В центре – шкала относительного показателя цвета R_{CI} : светло серый фон соответствует белому цвету, светлый – покраснению, темный – посинению. Отметим наличие диффузной и структурной составляющих, корреляцию со структурой короны и эффект усиления в нижней короне в диапазоне расстояний $< 1.2-1.3 R_{\odot}$.

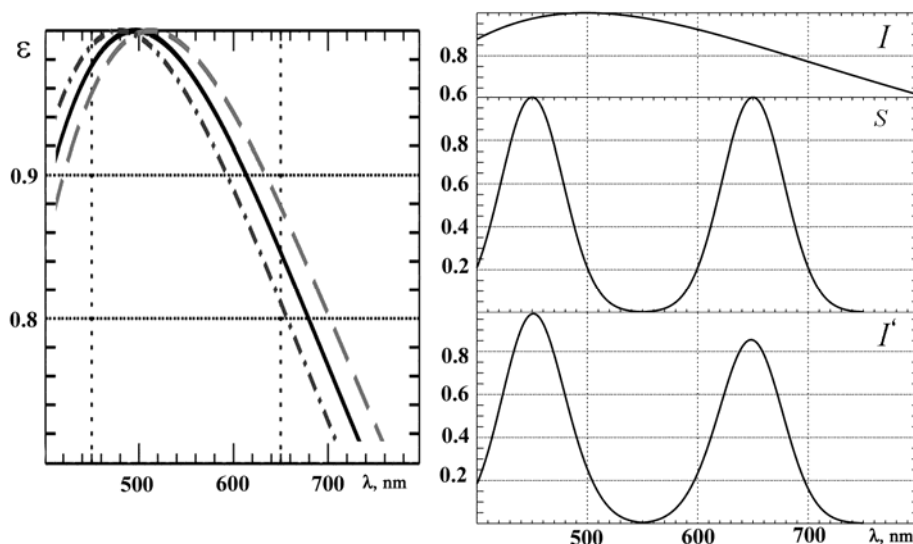


Рис. 1.

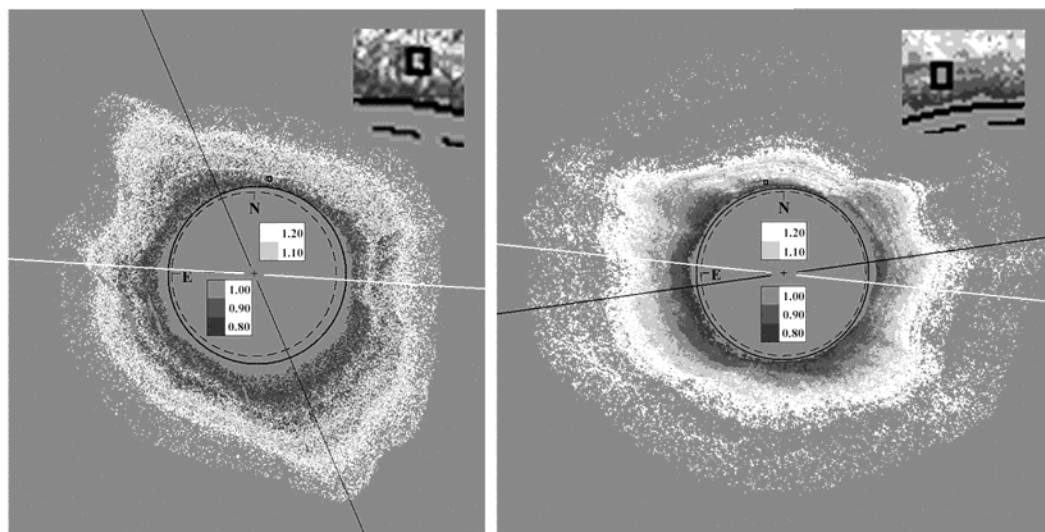


Рис. 2.

Наблюдения поля лучевых скоростей околосолнечной пыли [10] показали, что основная масса пыли сосредоточена в плоскости эклиптики. Для оценки возможного вклада пыли в изменение цвета излучения К-короны определили для каждого ПСЗ положения средней плоскости гелиосферного токового слоя (ГТС) и плоскости эклиптики. Положение ГТС определя-

лось по данным Wilcox Solar Observatory. Детали определения положения плоскости эклиптики будут описаны в отдельной работе. На рисунке 2 белой линией отмечены положения проекции плоскости эклиптики, черной линией – положения проекции ГТС. Квази-симметрия 2D распределений RCI относительно проекции ГТС исключает вклад пылевой составляющей.

3. Заключение

2D распределения относительного показателя цвета RCI континуума К-короны для корон 11.07.1991 г. и 29.03.2006 г. выявляют следующее.

– Отсутствие тождественности в распределениях энергии в континуумах К-короны и фотосферы.

– Квази-симметрия 2D распределений RCI относительно проекции ГТС исключает вклад пылевой составляющей.

– Покраснение с расстоянием по всей короне на всех позиционных углах является первым наблюдательным подтверждением теоретических расчетов Reginald et al. [8]. Поэтому цвет континуума можно рассматривать как индикатор расширения короны.

– Различные корональные структуры имеют различные значения RCI . Детальный анализ посинения в нижней короне в диапазоне расстояний $<1.2-1.3 R_{\odot}$ будет выполнен в отдельной работе.

Литература

1. Шкловский И.С. Физика солнечной короны. – М.: Государственное издательство физ.-мат. литературы. 1962.
2. Никольский Г.М., Кучми С., Несмянович И.А. // Солнечные данные, 1983, № 4, 67.
3. Dorotovich I., Rybansky M. // Solar Phys. 1997, vol. 172, 207.
4. Cram, L.E. // Solar Phys., 1976, vol. 48, 3. doi 10.1007/BF00153327.
5. Ichimoto, K., Kumagai K., Sano I., et al. // Publ. Astron. Soc. Japan, 1996, vol. 48, 545.
6. Reginald, N. L., Davila J.M. // Solar Phys., 2000, vol. 195, 111.
7. Лунский Ю.Н. // АЖ, 1958, 35, 662.
8. Reginald, N.L., Cyr O.C. St., Davila J.M., et al. // Solar Phys., 2009, vol. 260, 347. doi 10.1007/s11207-009-9457-z.
9. Kim I.S., Nasonova L.P., D.V. Lisin, et al. Journal of Geophysical Research: Space Physics., 2017, vol. 122, # 2, 77. doi 10.1002/2016JA022623.
10. Shestakova L.I. // Astron. Letters, 1995, vol. 21, 196.

SOLAR ACTIVITY AND CLIMATE OF THE EARTH

Kirov B.¹, Georgieva K.¹, Asenovski S.¹, Nagovitsyn Yu.A.²

¹*Space Research and Technologies Institute – BAS, Sofia, Bulgaria*

²*Pulkovo Observatory, Saint Petersburg, Russia*

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ И КЛИМАТ ЗЕМЛИ

Киров Б.¹, Георгиева К.¹, Асеновски С.¹, Наговицын Ю.А.²

¹*Институт Космических исследований и технологий – БАН, София, Болгария*

²*ГАО РАН, Санкт Петербург, Россия*

Изменения погоды и климата связаны с изменениями атмосферной циркуляции. Атмосферная циркуляция со своей стороны связана со скоростью вращения Земли или, другими словами, с продолжительностью суток. Из закона сохранения углового момента следует, что должна быть связь между зональной циркуляцией и скоростью вращения Земли: усиление зональной циркуляции ведет к замедлению вращения Земли и наоборот. Одним из основных факторов, ведущих к изменениям в глобальной атмосферной циркуляции, являются температурные аномалии. Другой фактор – такое локальное явление, имеющее глобальные последствия, как El Nino/Southern Oscillation (ENSO).

В этой работе мы показываем воздействие солнечной активности на эти явления и, соответственно, на климат Земли.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-213-218

Introduction

One of the main factors determining the climate changing and weather is the atmospheric circulation. The system of the large-scale atmospheric motions over the Earth (horizontal length scales >1000 km, persist for a season and longer) Due to:

- **differential heating of the Earth's surface**

Because of its sphericity, the Earth gets more energy per unit area in the tropics than at higher latitudes. This leads to heat transport from low to high latitudes. Heated air at the equator rises, proceeds south and north toward the poles, descend there and returns to the equator. If the Earth didn't rotate there would be 2 cells of circulation (one in each hemisphere).

- **Earth's rotation**

As a result of Coriolis forces, 3 cells are formed in each hemisphere (fig. 1). Coriolis acceleration

$$a_c = -2 \Omega \times v \sin \varphi$$

depends on the Earth's rotation rate Ω .

The general atmospheric circulation and rotation of the Earth are closely related due to conservation of the angular momentum of the Earth system M if the Earth system is closed.

$$dM/dt = 0$$

$$M = M_{\text{earth}} + M_{\text{atm}} + M_{\text{ocean}} + M_{\text{ice}}$$

$$M_{\text{atm}} \gg M_{\text{ocean}} + M_{\text{ice}}$$

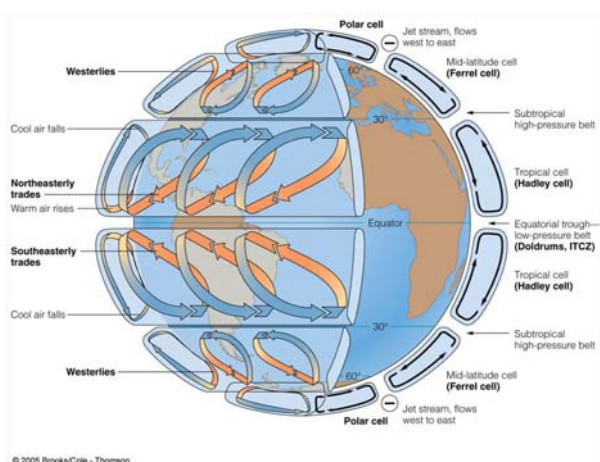


Fig. 1. Atmospheric cells.

variations in the Earth's rotation rate, or the length of the day (LOD), are explained by the action of the atmospheric “interhemispheric heat machine”, fed by the temperature differences between the summer and the winter hemispheres (Sidorenkov) [1]. In July and in January, when the temperature difference between the two hemispheres is greatest, the Earth rotates fastest.

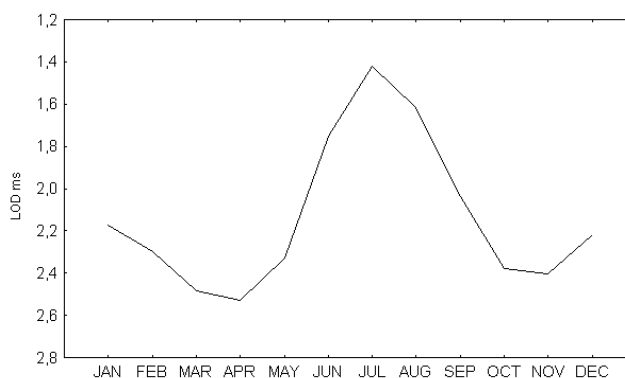


Fig. 2. Annual variations of LOD in ms.

The temperature difference in July is bigger than in January because the Northern hemisphere is on average warmer than the Southern one, so the Earth rotates faster in June than in January. In April and in November, when the temperature in the two hemispheres is almost equal, the rotation rate is minimum

Solar activity and variations in the Earth's rotation rate

In fig. 2 the seasonal cycle of the Earth rotation is presented for negative polarity solar cycles (NPSC) and positive polarity solar cycles PPSC defined as years of solar activity minimum ± 2 years [2]. The curves are derived by the super-posed epochs method from monthly averaged values of daily LOD in the period 1962–2000. The Earth rotation is systematically faster with a negative than with a positive polarity of the Sun.

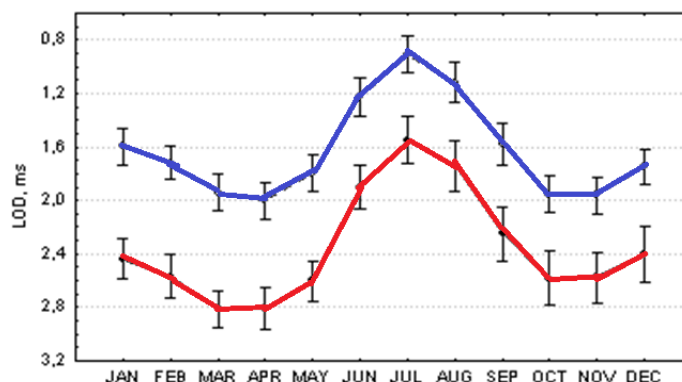


Fig. 3. The same as fig. 1 for PPSC (red line) and NPSC (blue line), together with the error bars.

Atmospheric circulation and climate

Long-term fluctuations of weather and climate are often related to large-scale changes in atmospheric circulation, affecting different and apparently unrelated parts of the hemisphere and even of the whole globe. Examples of such large-scale phenomena are El Niño/ Southern Oscillation and the North Atlantic Oscillation. The North Atlantic Oscillation (NAO) is a north-south seesaw oscillation in atmospheric mass with centers of action near Iceland and over the subtropical Atlantic. NAO exerts a dominant influence on wintertime temperatures across much of the Northern hemisphere. During winter months, NAO variability explains about one-third of the Northern hemisphere interannual surface temperature variance [3].

Atmospheric circulation and Europe

Solar activity and the resulting geomagnetic activity modulate the large-scale atmospheric circulation. Below we compare the frequency and duration of circulation forms according to the Catalog of large-scale atmospheric forms in

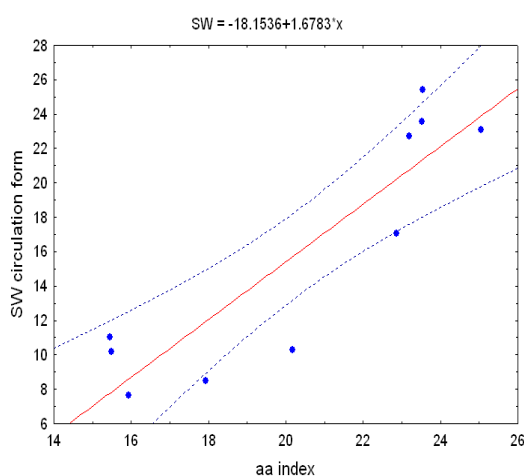


Fig. 4.

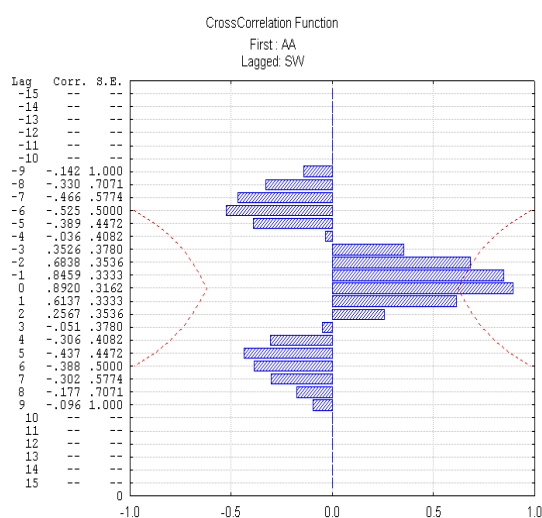


Fig. 5.

Europe [4] with the aa-index of geomagnetic activity. A very good and highly statistically significant correlation is found between the forms leading to warming in Europe (SW – South-Westerly circulation) and geomagnetic activity (Figs. 4 and 5). On the other hand, with increasing aa-index the frequency and duration of circulation forms leading to cooling (NW – North Westerly) decrease (Figs. 6 and 7), which means that increasing solar, respectively geomagnetic activity leads to warming.

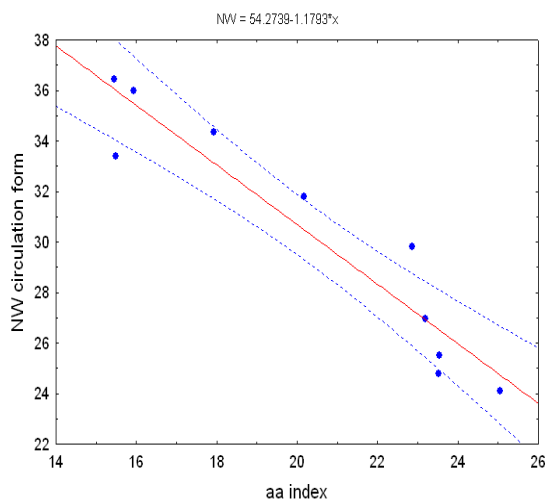


Fig. 6.

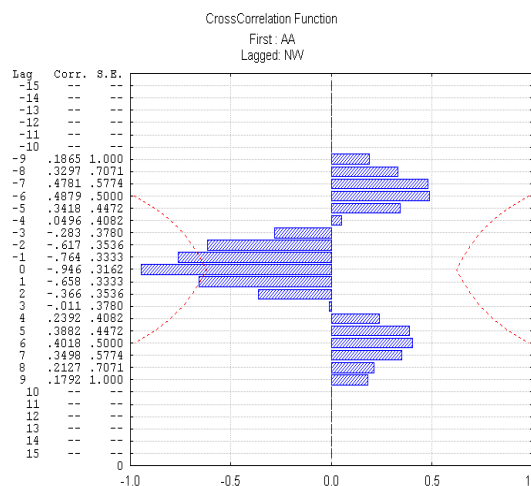
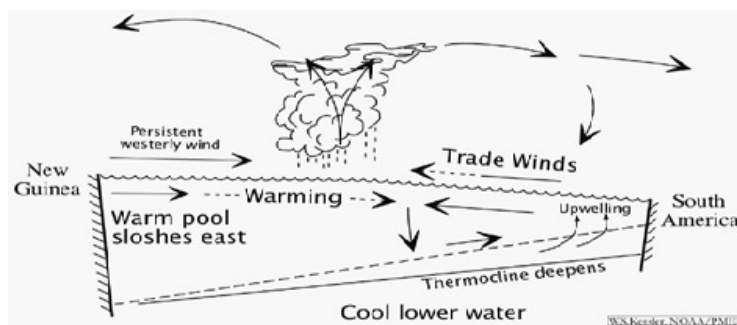


Fig. 7.

ENSO (El Niño– Southern Oscillation)



During El Niño events, sea surface temperatures in the east equatorial Pacific Ocean becomes warmer and the center of the west Pacific warm pool migrates eastwards, the trade winds relax in the central and western Pacific leading to a depression of the thermocline in the eastern Pacific, and an elevation of the thermocline in the west. Rainfall follows the warm water eastward, with associated flooding in Peru and drought in Indonesia and Australia. The eastward displacement of the atmospheric heat source overlaying the warmest water results in large changes in the global atmospheric circulation, which in turn force changes in weather in regions far removed from the tropical Pacific [5]. But the fundamental mechanisms behind the variability of El Niño, especially on decadal and longer time-scales, are still unclear.

The most popular explanation is that the cause of El Niño is Rossby waves. But there is one fact that is underestimated, namely, that El Niño typically occurs in December around Christmas, the period with the greatest temperature difference between the northern and southern hemispheres.

DATA

To investigate the causes of El Niño, we use the following data:

1. Indices NINO 1+2 (there are several indices used to monitor the tropical Pacific, all of which are based on Sea Surface Temperature (SST) anomalies averaged across a given region. The Niño 1+2 region (0-10S, 90W-80W) is the smallest and eastern-most of the Niño SST regions, and corresponds with the region of coastal South America where El Niño was first recognized by the local populations, <https://climatedataguide.ucar.edu/climate-data/nino-sst-indices-nino-12-3-34-4-oni-and-tni>)

2. The deviation from the average monthly velocity of the zonal and meridional winds in the region of 12N to 2N and from 160E to 80W compared to the average monthly value in the period 1950-1979. The anomaly in the meridian wind has a negative sign when the wind increases from North to South. With a negative sign of the zonal wind anomaly, the wind from east to west weakens.

3. The deviation from the average monthly temperature value (temperature anomaly) in the following areas +/- 5 degrees; 25 to 35: 55 to 65 and above 70 degrees in the Northern and Southern Hemispheres, the longitudinal range is from 80W to 120E.

A possible cause of El Niño

In 1972, there was a major El Niño event.

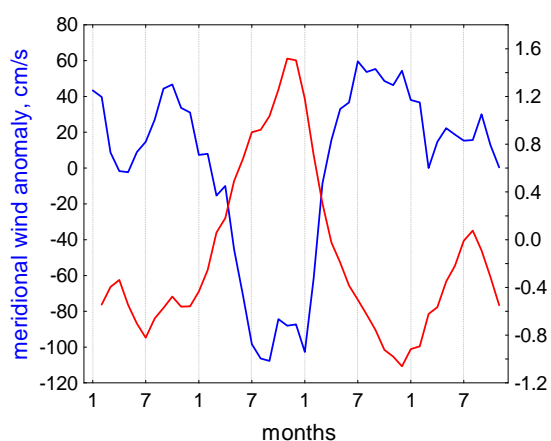


Fig. 8.

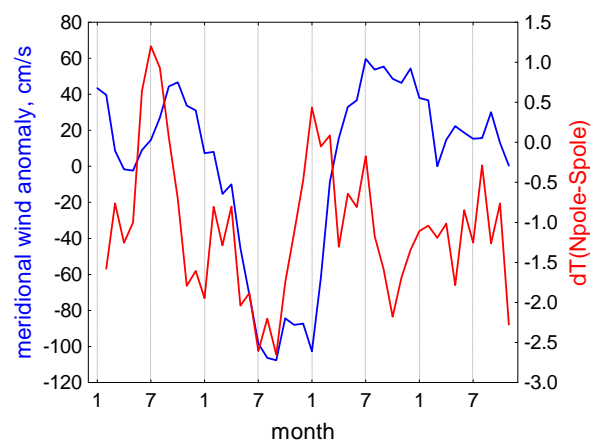


Fig. 9.

We look at the 1971–1974 interval. As can be seen from fig. 9 at the end of 1971, the temperature difference between the equator and the subtropics began to increase, as did the meridional wind. The variation in the meridional wind is

preceded by an increase in the temperature difference between the north and south Polar Regions (fig. 10).

Summary

- The general atmospheric circulation is related to the uneven heating of the Earth's surface by solar radiation.
- On the other hand, atmospheric circulation is related to the Earth's rotational rate.
- Solar magnetic field affects the Earth's rotational rate.
- The increase in solar activity leads to an increase in atmospheric circulation in Europe, which leads to warming.
- A major factor of El Nino is the anomaly in the temperature difference between the equator and the tropics.

References

1. *Sidorenkov N.S.* Nonuniformities in the Earth's rotation and processes in the atmosphere // Trudy Gidrometcentra SSSR, 1978, Vol. 205, 48-66. (In Russian)
2. *Mursula, K., and B. Zieger.* Long-term north-south asymmetry in solar wind speed inferred from geomagnetic activity: A new type of century-scale solar oscillation? // Geophys. Res. Lett., 2001, Vol. 28, 95-98.
3. *Hurrell, J.W., M.P. Hoerling, and C.K. Folland.* Climatic variability over the North Atlantic. – Meteorology at the Millennium. R. Pearce, Ed., Academic Press, London, 143–151, 2001.
4. *Gerstengarbe F.-W und Werner P.C., Rüge U.* Katalog der großwetterlagen Europas (1881–1998) nach Paul Hess und Helmuth Brezowsky, Potsdam, Offenbach a. M. 1999
5. *Rasmusson, E., Wallace, J.* Meteorological aspects of the el nino /southern oscillation // Science 16 Dec 1983: Vol. 222, Issue 4629, pp. 1195-1202.
DOI: 10.1126/science.222.4629.119

МОДЕЛЬ ДИНАМО СЕВЕРО-ЮЖНОЙ АСИММЕТРИИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Кичатинов Л.Л.^{1,2}, Непомнящих А.А.¹

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

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

DYNAMO MODEL FOR NORTH-SOUTH ASYMMETRY OF SOLAR ACTIVITY

Kitchatinov L.L.^{1,2}, Nepomnyashchikh A.A.¹

¹*Institute of Solar-Terrestrial Physics, Irkutsk, Russia*

²*Pulkovo Astronomical Observatory, St.-Petersburg, Russia*

Observations show long-term hemispheric asymmetry of sunspot activity: the northern or the southern hemisphere is alternately more active during several solar cycles. The dynamo theory relates the north-south asymmetry to a superposition of magnetic fields of quadrupolar and dipolar equatorial parity. A likely reason for the superposition is the quadrupolar field generation from the dominant dipolar field due to the latitude-dependent fluctuations in dynamo parameters. The explanation has been however doubted because of the short duration (about one month) of the fluctuations compared to the solar cycle period. Using a numerical dynamo model with fluctuating parameters, we show that the sense of the north-south asymmetry varies on a long time-scale (≈ 50 yr) in spite of the short duration of the fluctuations. The durable coherence of the asymmetry in our model is related to a relatively large quality factor of quadrupolar field oscillations. High Q -factors of stochastically forced oscillations is not an exceptional property of the dynamo mechanism. Examples for similar but not dynamo-related phenomena are given and explained.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-219-224

Введение

Северо-южная асимметрия солнечной активности остается на статистически значимом уровне после усреднения за несколько лет. Оливер и Баллестер [1] показали, что в 1874-1993 гг. северное и южное полушария попеременно показывали более высокую активность солнечных пятен в течение нескольких (около пяти) 11-летних циклов. Бадалян и Обридо [2] подтвердили эту тенденцию для более длительной эпохи 1821-2009 гг. Являются ли долговременные вариации северо-южной асимметрии солнечной активности периодическими или нерегулярными к настоящему времени не установлено. Их происхождение и свойства активно обсуждаются в литературе.

Северо-южная асимметрия в распределении магнитной энергии означает одновременное присутствие экваториально-симметричной (квадрупольной) и асимметричной (дипольной) составляющих в крупномасштабном магнитном поле. Наиболее вероятной причиной такой суперпозиции

дипольных и квадрупольных мод в магнитном поле Солнца считаются зависящие от широты флуктуации параметров динамо [3]. Однако долговременные изменения асимметрии на масштабах времени, охватывающих несколько солнечных циклов, кажутся не совместимыми [4] с их стохастическим происхождением. Характерное время флуктуаций в динамо совпадает по порядку величины с периодом вращения Солнца [5], т.е. более чем в сто раз короче 11-летнего цикла. Тем не менее, модель динамо с кратковременными флуктуациями параметров [6] показала изменения северо-южной асимметрии на больших масштабах времени. В последующем обсуждаются происхождение и свойства возникающей в модели динамо асимметрии. Приведен пример, показывающий, что долговременные изменения колебаний, возбуждаемых кратковременными случайными воздействиями, не являются исключительным свойством механизма динамо.

Модель динамо северо-южной асимметрии солнечной активности

Численная модель данной работы рассчитывает эволюцию во времени крупномасштабной составляющей магнитного поля в конвективной оболочке Солнца. Модель учитывает нерегулярные изменения (флуктуации) α -эффекта генерации полоидального поля. Амплитуда флуктуаций и их характерная длительность порядка периода вращения Солнца оценены по данным о солнечных пятнах [5]. Северо-южная асимметрия появляется в модели из-за нерегулярных изменений параметра α с широтой. Более детальные сведения о модели можно найти в [6] и данных там ссылках.

Мерой асимметрии может служить величина

$$A_t = \frac{B^2(15^\circ) - B^2(-15^\circ)}{B^2(15^\circ) + B^2(-15^\circ)}, \quad (1)$$

где B – тороидальное поле у основания конвективной зоны, в качестве аргумента которого указана соответствующая широта. Для оценки асимметрии полоидального поля используются расчетные значения радиального поля на полюсах:

$$A_p = \frac{B_r^2(90^\circ) - B_r^2(-90^\circ)}{B_r^2(90^\circ) + B_r^2(-90^\circ)}. \quad (2)$$

Величина асимметрии в нашей модели связана со случайными флуктуациями параметров и поэтому изменяется от цикла к циклу. Для оценки статистических характеристик асимметрии были проведены расчеты 4000 магнитных циклов. Рис.1 показывает изменения северо-южной асимметрии в циклах с 2000 по 2100 этих расчетов. Изменения асимметрии в данной модели не периодические. Параметры (1) и (2) изменяются нерегулярным образом с характерным временем, охватывающим несколько – в среднем около четырех – циклов [6].

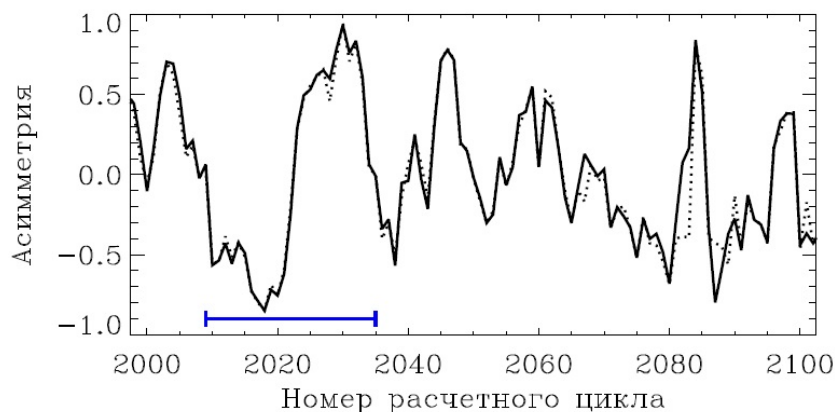


Рис. 1. Асимметрия тороидального поля (1) в максимумах расчетных циклов (сплошная линия) и асимметрия полярного поля (2) в предшествующих этим циклам минимумах (пунктир). Значения асимметрии для отдельных циклов соединены прямыми линиями. Прямой линией в нижней части рисунка отмечен интервал, для которого следующие два рисунка показывают детальную динамику поля.

Магнитное поле можно представить в виде суперпозиции его дипольной и квадрупольной составляющих:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^d + \mathbf{B}^q = (\mathbf{B}(\lambda) - \mathbf{B}(-\lambda))/2 + (\mathbf{B}(\lambda) + \mathbf{B}(-\lambda))/2, \quad (3)$$

где λ - широта. На рис. 2 показаны зависимости от времени дипольных и квадрупольных составляющих тороидального и полоидального полей для фрагмента расчетов отмеченного горизонтальной прямой линией на рис. 1.

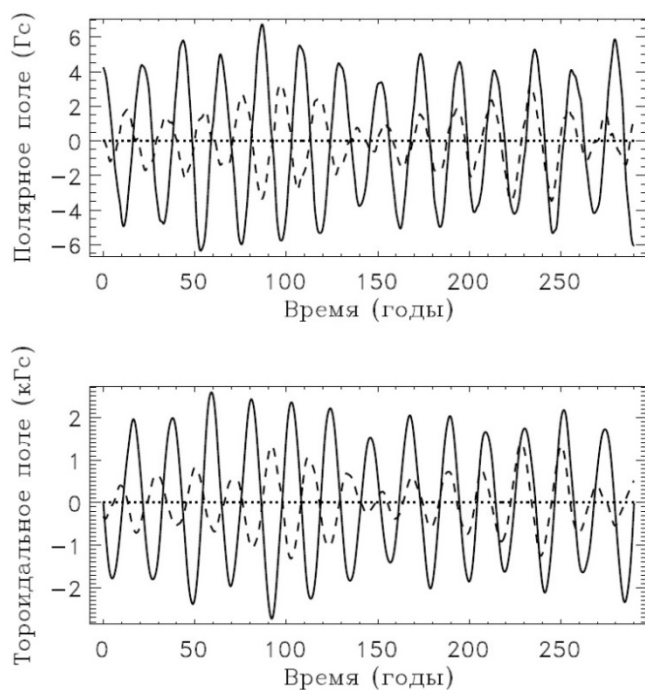


Рис. 2. Дипольные (сплошная линия) и квадрупольные (пунктир) составляющие полярного поля (вверху) и тороидального поля у основания конвективной зоны на широте 15° (внизу) для расчетных циклов с 2009 по 2035.

Широтно-временная диаграмма тороидального поля для того же фрагмента расчетов показана на рис. 3. Как видно из рис. 2, колебания квадрупольной и дипольной составляющих поля в первой половине рассматриваемого фрагмента происходят в противофазе. В этот период времени более актив-

ным является южное полушарие (рис.3). Во второй части фрагмента, колебания обеих составляющих поля стали синфазными, и доминирующим стало северное полушарие.

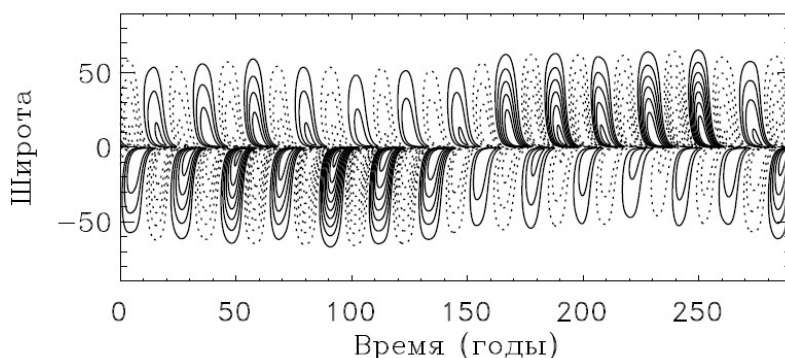


Рис. 3. Широтно-временная диаграмма тороидального поля для расчетных циклов с 2009 по 2035.

Итак, долговременная северо-южная асимметрия в нашей модели связана с согласованием фаз колебаний дипольной и квадрупольной составляющих крупномасштабного поля в течение нескольких циклов. Отсутствие периодичности в изменениях асимметрии означает, что периоды и фазы колебаний испытывают нерегулярные случайные изменения от цикла к циклу [5], но изменения разности фаз дипольных и квадрупольных колебаний происходят на масштабе времени, охватывающем несколько (в среднем 4.28 [6]) циклов. Такая ситуация связана с относительно высокой добротностью колебаний квадрупольной составляющей магнитного поля.

Если выписать уравнение для квадрупольной составляющей поля, то в нем обнаруживается источник, пропорциональный как величине дипольной составляющей поля, так и симметричной относительно экватора составляющей флуктуаций параметра α [6] (средняя величина α антисимметрична относительно экватора, а симметричная составляющая α связана исключительно с флуктуациями). В крупномасштабном магнитном поле Солнца доминирует дипольная составляющая [7]. В отсутствие флуктуаций обсуждаемая модель также дает периодически изменяющиеся во времени дипольные поля. Северо-южная асимметрия в модели связана с флуктуациями параметра α . Физическим механизмом такой асимметрии является возбуждение квадрупольных колебаний доминирующим дипольным полем опосредованное экваториально-симметричными флуктуациями параметра α . Сомнения в такой интерпретации могут быть связаны с малостью характерного времени флуктуаций. Однако пример следующего раздела показывают, что кратковременные случайные воздействия могут возбуждать долговременные колебания, и такие явления допускают простое объяснение.

**Долговременные колебания,
возбуждаемые кратковременными случайными воздействиями**

Рассмотрим простейший пример линейных колебаний, возникающих под воздействием случайной силы. В уравнении для таких колебаний,

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + 2\nu\dot{x} = f(t), \quad (4)$$

присутствует случайная сила $f(t)$ и коэффициент трения ν ($\nu < \omega_0$), учтенный для ограничения «времени памяти» колебаний. Уравнение допускает точное решение для произвольной вынуждающей силы, которое для начальных условий $x = 0, \dot{x} = 0$ при $t = 0$ можно записать в виде

$$x(t) = \frac{1}{\omega} \int_0^t e^{-\nu t'} \sin(\omega t') f(t - t') dt', \quad (5)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \nu^2}$ – частота колебаний. Случайную силу f будем считать стационарной в статистическом смысле случайной функцией времени. Такую силу можно характеризовать корреляционной функцией

$$F(t) = \langle f(T + t)f(T) \rangle, \quad (6)$$

где угловые скобки означают усреднение. Стационарность выражается в том, что корреляционная функция (6) зависит лишь от разности аргументов коррелируемых сил. По прошествии достаточного времени $t \gg 1/\nu$, осциллятор забудет начальные условия, и колебания также станут стационарным случайным процессом:

$$X(t) = \langle x(T + t)x(T) \rangle. \quad (7)$$

Вопрос о возможности возбуждения колебаний кратковременными воздействиями приводит к случаю малого времени корреляции τ случайных сил по сравнению с периодом $P_{\text{сус}} = 2\pi/\omega$ колебаний: $\tau \ll P_{\text{сус}}$. Этому случаю соответствует корреляционная функция

$$F(t) = \langle f^2 \rangle \tau \delta(t), \quad (8)$$

где $\delta(t)$ – дельта-функция. Подставляя решение (5) в (7) и используя (8), найдем среднеквадратичную амплитуду

$$A = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{\langle f^2 \rangle \tau}{2\nu}} \quad (9)$$

и нормированную корреляционную функцию

$$S(t) = e^{-\nu|t|} [\cos(\omega t) + \frac{\nu}{\omega} \sin(\omega|t|)] \quad (10)$$

колебаний, вызванных коротко коррелированными случайными силами:

$$X(t) = \frac{1}{2} A^2 S(t). \quad (11)$$

Убеждаемся, что несмотря на малость характерного времени случайных воздействий, возбуждение колебаний с высокой добротностью возможно, причем амплитуда и время когерентности колебаний ограничены лишь действием трения.

Этот результат имеет простое объяснение. При кратковременном воздействии силы, скорость $v = \dot{x}$ изменяется на величину Δv к новому зна-

чению $v + \Delta v$, или $v - \Delta v$ в зависимости от соотношения направлений силы и скорости. При этом энергия v^2 в среднем возрастает на величину Δv^2 . Возрастание энергии (линейных) колебаний ограничено только действием трения, пропорционального величине скорости.

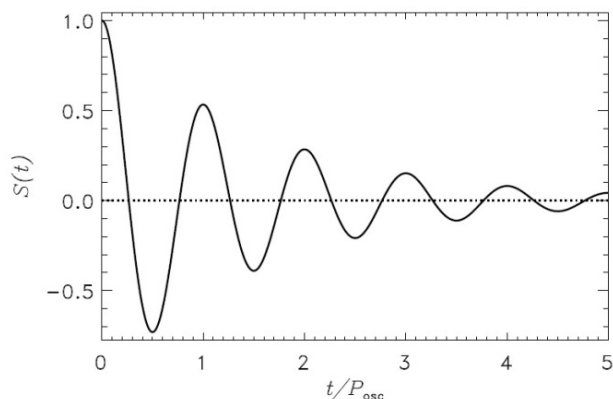


Рис. 4. Корреляционная функция (10) колебаний для случая $v = 0.1\omega$.

Корреляционная функция колебаний для случая $v = 0.1\omega$ показана на рис. 4. Уменьшение величины корреляции со временем происходит из-за случайных изменений амплитуды и фазы колебаний. Осцилляции на рисунке являются очевидным следствием периодичности колебаний. В то же время, отсутствие изменений знака корреляционной функции северо-южной асимметрии в нашей модели динамо (рис. 7 в [6]) означает, что долговременные изменения асимметрии в модели не являются периодическими.

Выводы

Долговременная северо-южная асимметрия солнечной активности может быть вызвана кратковременными флуктуациями параметров динамо. Физическим механизмом для такой асимметрии является возбуждение колебаний квадрупольной составляющей крупномасштабного магнитного поля из-за экваториально-симметричных флуктуаций α -эффекта. Малая продолжительность и нерегулярный характер флуктуаций не противоречит такому объяснению. Долговременные изменения северо-южной асимметрии для предлагаемой модели не являются периодическими.

Работа поддержана грантом РФФИ 19-02-00088.

Литература

1. R. Oliver, J.L. Ballester. Solar Physics, 1994, **152**, 481.
2. O.G. Badalyan, V.N. Obridko. New Astronomy, 2011, **16**, 357.
3. M. Schussler, R.H. Cameron. Astron. Astrophys., 2018, **618**, A89.
4. N.V. Zolotova et al. Astron. Nachr., 2010, **331**, 765.
5. L.L. Kitchatinov et al. Astron. Astrophys., 2018, **615**, A38.
6. A.A. Nepomnyashchikh et al. Astron. Astrophys., 2019, **625**, A37.
7. J.O. Stenflo. Astrophys. Space Sci., 1988, **144**, 321.

MULTI-WAVELENGTH STUDY OF A SOLAR TWO-RIBBON FLARE

Koleva K.¹, Dechev M.², Duchlev P.²

¹*Space Research and Technology Institute, BAS, Bulgaria*

²*Institute of Astronomy with NAO, BAS, Bulgaria*

МНОГОВОЛНОВОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

Колева К.¹, Дечев М.², Духлев П.²

¹*Институт Космических Исследований и Технологий, БАН, Болгария*

²*Институт Астрономии, БАН, Болгария*

Представлено исследование вспышки с двумя лентами, которая предшествует эрупции волокна/протуберанца. Событие наблюдалось между 00:00 UT и 08:00 UT 18 февраля 2014 года в спокойной солнечной области.

Многоволновой анализ вспышки проводился с использованием данных, полученных от Солнечной Динамической Обсерватории (SDO). Кинематика и эволюция лент были оценены с использованием изображений в каналах EUV 131, 171, 195, 211 и 304 Å. Эволюция вышележащих магнитных полей была исследована по данным SDO/HMI.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-225-228

Introduction

Solar flares are large explosive phenomena in the low solar atmosphere. They are characterized by huge amount of energy release that produces radiation across the whole electromagnetic spectrum [Schrijver, 2009; Fletcher et al., 2011].

Solar flares are usually accompanied by often-observed flare ribbons. It is widely accepted that two-ribbon flares are caused by magnetic reconnection between coronal field lines [see a review by Svestka & Cliver, 1992].

Ribbon's behavior is important for probing the trigger mechanism of the eruption process.

Evolution of two-ribbon flares is morphologically characterized by a separation of the two ribbons in the chromosphere [Švestka, 1986; Maurya & Ambastha, 2010].

According to the standard flare model scenario, such separating motion is believed to provide a signature of the reconnection process occurring progressively higher up in the corona [Fletcher et al., 2011].

Observations

The studied event was observed on 18 Feb 2014 in quiet-Sun region, close to the Southwest limb. A large-scale quiescent filament erupted, producing two bright flare ribbons.

In the present study we analyzed the kinematics of flare ribbons by images taken with 12s cadence in 304 Å, 131 Å, 171 Å, 211 Å, 193Å and 94 Å pass-

bands of the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on-board the Solar Dynamics Observatory [SDO; Lemen et al. 2012]. The AIA image field-of-view reaches 1.3 solar radii with a spatial resolution of $<1.5''$. We used level 1 reduced data, i.e. with the dark current removed and the flat-field correction applied. Sample SDO images, corresponding to different atmospheric heights and temperatures are shown in Figure 1.

Line-of-sight (LOS) magnetograms taken by the SDO/HMI [HMI; Schou et al. 2012] with a 45 s cadence were used to determine the topology and evolution of the magnetic field. The HMI magnetograms and AIA images were co-aligned by using the AIA 1600 Å channel.

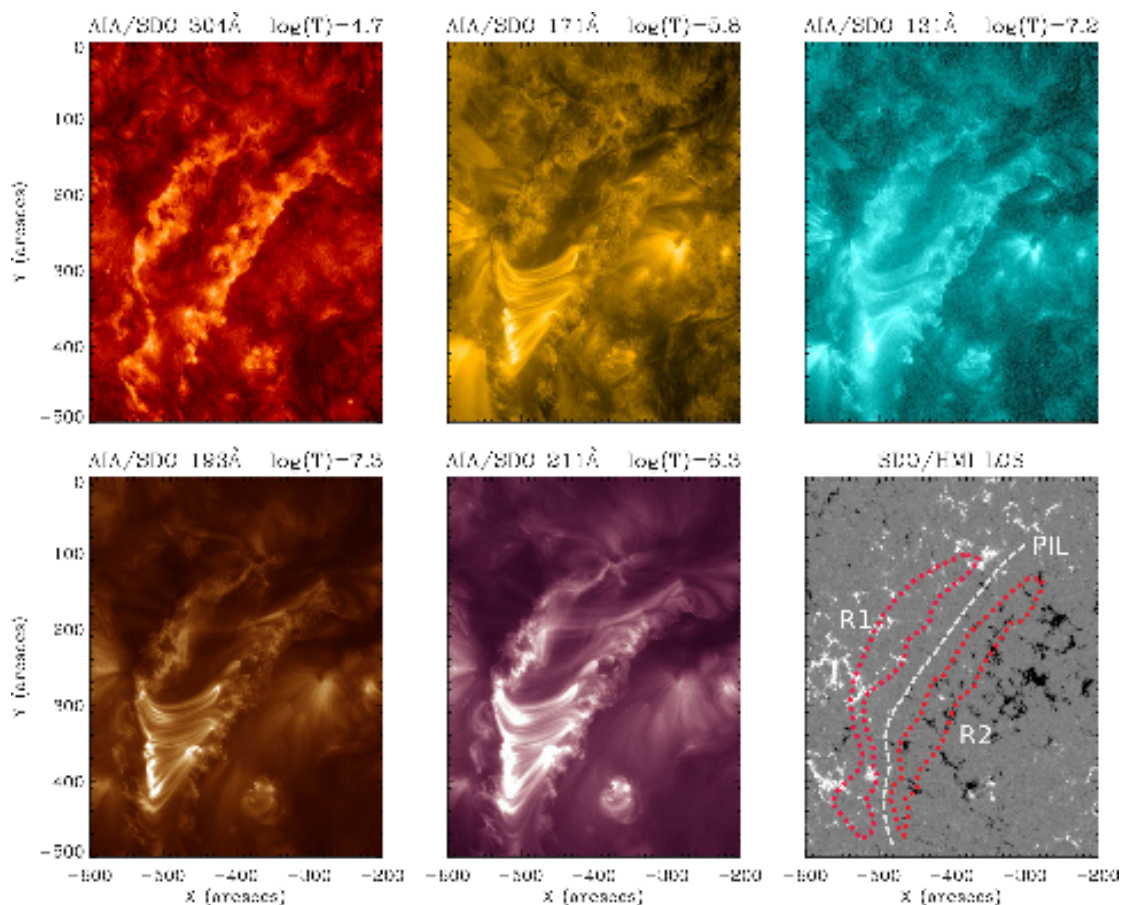


Fig. 1. Collection of multi-wavelength images illustrating the ribbon evolution in various AIA channels corresponding to different atmospheric layers and the HMI LOS magnetogram with over plotted ribbon position (red dotted lines).

Kinematics

In Figure 2 the behavior of relative distance between the ribbons with time is shown. The distance was estimated using data in 131 Å AIA channel. The ribbon kinematics consisted two stages. The first one lasted 35 minutes. It represented a fast phase of rapid split at a decreasing velocity from 45 km/s to 0.5 km/s. The second stage, without a separation motion, lasted for about 2 hr.

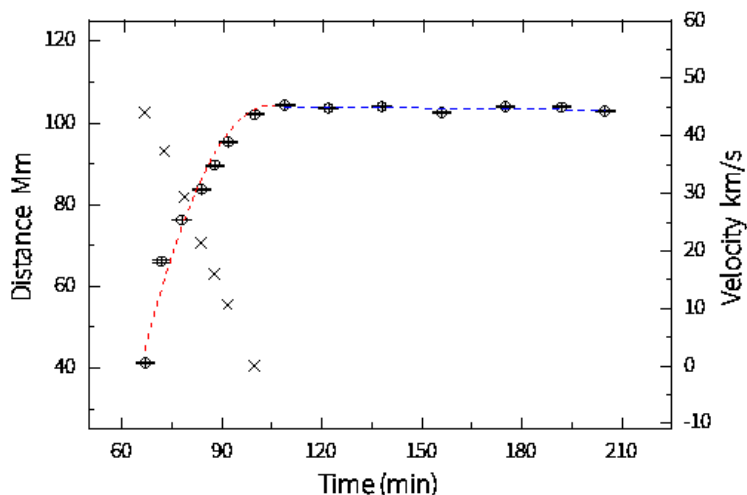


Fig. 2. Time profiles of ribbon separation.
The start time $T(0)$ is 17-Feb-2014 23:59:56 UT.

Magnetic flux evolution

Analyzing the photospheric LOS magnetic field evolution, we looked for regions of flux emergence/ cancellation. The HMI magnetogram from the corresponding flaring region is presented in the left panel of Figure 3. We tested the two places, marked with white lines. In the right panel the time-slice showing the magnetic field evolution is shown. At about 02:38 UT, after the flare impulsive phase, a flux emergence could be observed close to the ribbon marked with R2 in Figure 1.

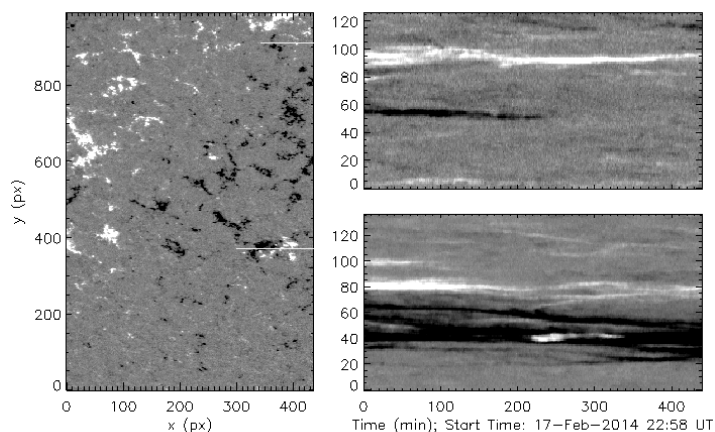


Fig. 3. *Left:* the HMI magnetogram in the flaring region.
Right: time-slice showing the magnetic field evolution.

In Figure 4 are shown the time profiles of positive and negative normalized fluxes.

One can clearly see that on the time preceding the flare onset the behavior of the two magnetic fluxes was similar. After 00:49 UT, just before the impulsive flare phase, the positive flux (solid line) increased, while the negative one

(dotted line) decreased. This suggests an indirect evidence of magnetic reconnection.

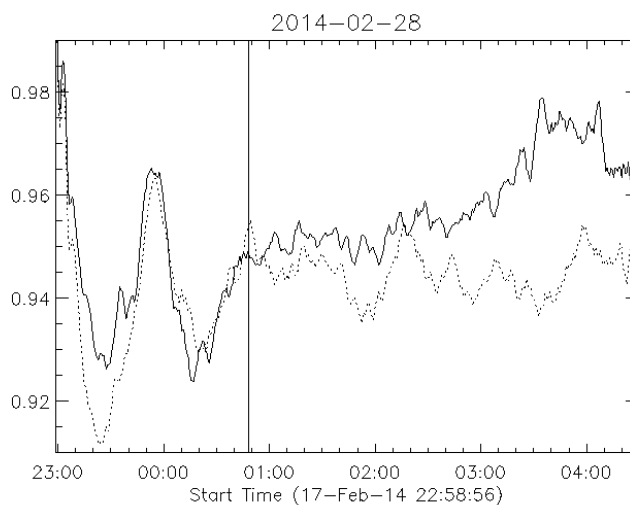


Fig. 4. Time profiles of positive and negative fluxes (normalized) within the region covering the entire flaring area.

Summary

The ribbon kinematics consisted of a fast stage of rapid split at a decreasing velocity from 45 km/s to 0.5 km/s in the first 35 minutes and a stage without a separation motion, lasting for about 2 hr.

A flux emergence could be observed close to the southward ribbon after the flare impulsive phase start.

Prior to the flare onset the behavior of the two magnetic fluxes was similar. Just before the impulsive flare phase, the positive flux (solid line) increased, while the negative one (dotted line) decreased.

References

- Fletcher, L., Dennis, B.R., Hudson, H.S., et al. // Space Sci. Rev., 2011, 159, 19.*
Lemen, J.R., Title, A.M., Akin, D.J., et al. // Sol. Phys., 2011, 172.
Maurya, R.A.; Ambastha, A. // Sol. Phys., 2010, 262, 337.
Schou, J., Scherrer, P.H., Bush, R.I., et al. // Sol. Phys., 2012, 275, 229.
Schrijver, C.J. // Adv. Space Res., 2009, 43, 739
Švestka, Z. Solar Flares – D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland, 1986.
Svestka, Z. & Cliver, E.W. / in Eruptive Solar Flares, ed. Z. Svestka et al. (Berlin: Springer), 1992.

АНАЛИЗ ВРЕМЕННОГО РЯДА СРЕДНЕГОДОВЫХ ЗНАЧЕНИЙ ОБЩЕПЛАНЕТАРНОГО ВУЛКАНИЧЕСКОГО ИНДЕКСА (VEI) ЗА ПОСЛЕДНИЕ ~ 400 ЛЕТ. О ВОЗМОЖНОЙ СВЯЗИ С СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Комитов Б.П.¹, Кафтан В.И.²

¹*Институт астрономии с НАО, БАН, София, Болгария*

²*Геофизический центр РАН, Москва, Россия*

A TIME SERIES ANALYSIS OF THE MEAN ANNUAL PLANETARY VOLCANIC INDEX (VEI) DURING THE LAST ~ 400 YEARS. ON THE POSSIBLE RELATIONSHIPS WITH THE SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITY

Komitov B.¹, Kaftan V.²

¹*Institute of Astronomy and NAO, BAS, Sofia, Bulgaria;*

²*Geophysical Center of RAS, Moscow, Russia*

The preliminary results from data analysis of the mean annual volcanic eruption numbers (N_{er}) as well as of the mean annual planetary volcanic index (VEI) for the last ~ 460 years from the middle of 16th century up to 2014 AD are presented in this study. The Global Volcanism Program data base of Smithsonian Institute- Museum of Natural History is used. A statistically certain cycles by duration of 11, 19-26, ~60 and 240–250 years in the annual new-generated volcanic eruption number time series has been established. There are analogues in the solar and geomagnetic activity for the first two cycles, while for the third one only preliminary hypothesis are given. Trigger mechanisms of solar and geomagnetic activity over the volcanic activity are briefly discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-229-232

Введение

В настоящем исследовании поставлены две основные задачи:

1). Построение временного ряда годовых чисел, впервые зарегистрированных (в рамках календарного года) вулканических извержений, и исследование существования статистически значимых циклов и трендов. Поиск гелиогеофизических аналогов выявленных осцилляций.

2). Исследование наличия связей между экстремумами солнечных 11-летних циклов и мощных вулканических извержений (эруптивный индекс $VEI \geq 5$).

Данные и методы

В качестве эмпирического материала использованы данные о вулканических извержениях, хранящиеся в архиве Global Volcanism Program Смитсоновского музея естественной истории (<https://volcano.si.edu>). На основе этих данных можно построить относительно достоверный времен-

ной ряд общепланетарной вулканической активности, начиная примерно с 1550-го года.

Используя данные из вышеупомянутого архива для 6016 извержений в интервале 1551–2014 гг. был построен временной ряд годовых чисел новых вулканических извержений (N_{err}). Активные вулканические события текущего года, начало которых имело место в предыдущие годы, из ряда были исключены.

Полученный таким образом ряд величин N_{err} показан на рис. 1 (слева). Как видно, он содержит крутой восходящий тренд. С высокой степенью уверенности можно считать, что он связан, прежде всего, с уменьшением пропусков данных в течение всего исследуемого интервала. Не исключено, что некоторый вклад в этом тренде может также создавать какой-то реальный эффект, но пока это трудно доказать или опровергнуть.

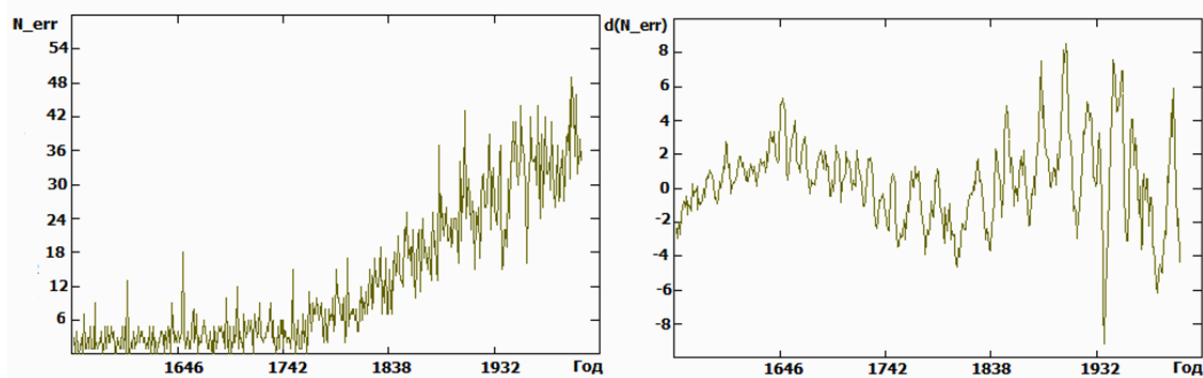


Рис. 1.

После устранения тренда полученный ряд остатков был сглажен пятилетним скользящим временным окном, и впоследствии исследован на предмет присутствия в нем статистически значимых циклов при помощи Т-Р периодограммного и вейвлет анализов [1, 2]. Результаты обсуждаются ниже.

Результаты и анализ

Сглаженный ряд остатков показан на рис. 1 (справа). На рис. 2 (слева) показан Т-Р спектр (кореллограмма) этого ряда, справа – соответствующая скейлограмма вейвлет-анализа. На Т-Р кореллограмме видны статистически значимые 11-летний цикл «мультиплет» в интервале 19–25 лет, а также циклы с продолжительностью ~ 61.5 и ~ 249.5 лет. Признаки этих колебаний заметны также и на вейвлет-скейлограмме.

Первые три цикла имеют аналоги в солнечной и геомагнитной активности. Одиннадцатилетние колебания слабо выражены, но квазидвадцатилетний солнечный магнитный цикл, по всей видимости, имеет значительный вклад в формирование «мультиплета». Для шестидесятилетних колебаний имеет место их заметное присутствие в некоторых рядах солнечных

и геомагнитных индексов, в т.ч. среднеширотных сияний, скорости образования «космогенного» изотопа ^{10}Be и др.

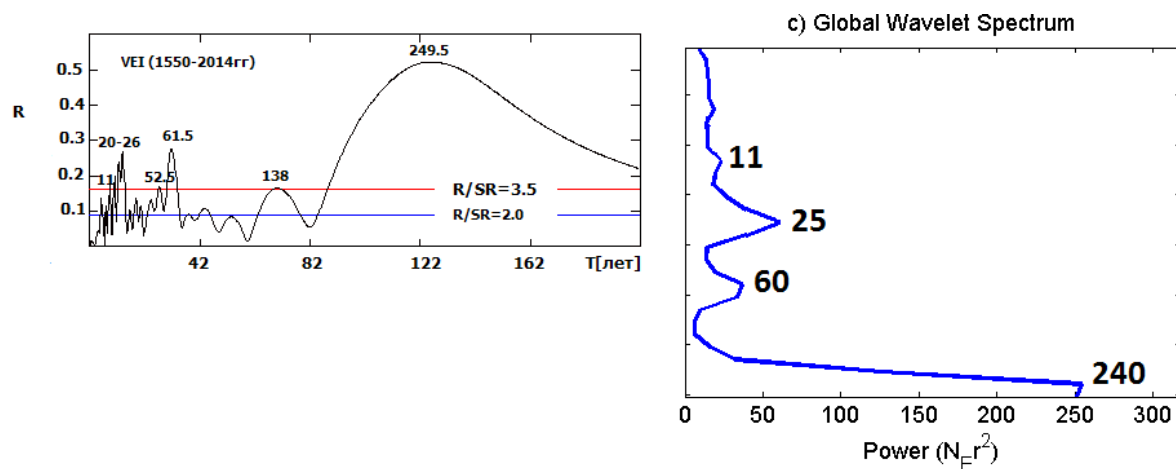


Рис. 2.

Установлена концентрация сильных вулканических извержений в эпохи экстремумов 11-летних солнечных циклов. Приблизительно 85% извержений, у которых $\text{VEI} \geq 5$, произошли в интервалах шириной ± 2 года, и 44% в интервалах шириной ± 1 год, относительно моментов солнечных экстремумов. Среди самых мощных извержений ($\text{VEI} \geq 6$) приуроченность к солнечным экстремумам выражена еще сильнее. Все 8 вулканических извержений этой группы произошли в интервале ± 2 года вблизи солнечных экстремумов, а 85% – в интервале ± 1 год. Соотношение случаев извержений во время солнечных максимумов к имеющим место во время минимумов почти одинаково для $\text{VEI} \geq 5$ (51.2% и 48.8% соответственно).

Дискуссия

Возможные физические механизмы влияния солнечной и геомагнитной активности на вулканические процессы по нашему мнению связаны с пьезоэлектрическими явлениями в верхних частях континентальной литосферы, которые могли бы иметь место во время сильных геомагнитных бурь. Другая возможность – микрофлуктуации скорости вращения Земли, вызванные индуцированными токами в её глубинах во время сильных геомагнитных бурь. Не исключено, что во время солнечных минимумов какую-то роль могли бы иметь изменения электрических потенциалов между ионосферой и внешней литосферой, вызванные потоками галактических космических лучей (ГКЛ).

Три гипотезы являются наиболее вероятными для объяснения происхождения ~ 250 -летнего цикла. Согласно первой, он связан со специфическими центрами активности на Солнце, такими как «гигантские» группы солнечных пятен, которые видны невооруженным глазом. Предполагается, что эти крупные области могут быть источниками сильных солнечных

вспышек. Для этих групп солнечных пятен выявлена ~250-летняя цикличность [3]. Вторая гипотеза связана с возможным индуцированным влиянием магнитосферы планеты Венеры на параметры солнечного ветра и межпланетного магнитного поля в окрестностях Земли. Третья гипотеза предполагает приливно-резонансные эффекты со стороны Венеры на литосферу Земли. По нашему мнению, эта гипотеза маловероятна. В этом случае, как и во второй гипотезе, должен наблюдаться ~240-летний цикл.

Литература

1. *Komitov B.* The Schove's series. Centural and Supercentural variations of the solar activity. Relationships between adjacent 11-year cycles // *Bulg.Geoph.J*, 1997, V. 23. P. 74-82.
2. *Torrence C., Compo G.P.* A Practical Guide to Wavelet Analysis // *Bul. Am. Meteor. Soc.* 1998, V. 79. P. 61-78.
3. *Vaquero J.M., Gallego M.C., Garcia J.A.* A 250-year cycle in naked-eye observations of sunspots // *Geophys.Res.Lett*, 1997, V. 29. P. 20

СОЛНЕЧНО ОБУСЛОВЛЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ КЛИМАТА ЮЖНОЙ БОЛГАРИИ: АНАЛИЗ ГОДОВЫХ КОЛЕЦ ИГЛОЛИСТНЫХ ДРЕВЕСНЫХ ОБРАЗЦОВ

Комитов Б.П.¹, Кафтан В.И.²

¹*Институт астрономии с НАО, БАН, София, Болгария*

²*Геофизический центр РАН, Москва, Россия*

SOLAR MODULATED CLIMATE OSCILATIONS IN SOUTH BULGARIA: AN ANALYSIS OF PINOPSIDAE ANNUAL TREE RING WIDTHS

Komitov B.¹, Kaftan V.²

¹*Institute of Astronomy and NAO, BAS, Sofia, Bulgaria*

²*Geophysical Center of RAS, Moscow, Russia*

*The time series analysis of pinophyta annual tree ring widths (D), which have been obtained during the execution of the scientific project, which has been provided by Institute of astronomy – Bulgarian Academy of Sciences and Ministry of agriculture and foods between 2012–2014 AD is a main subject of the present work. It is a next stage of our previous study [1]. From the whole complex of tree samples only 4 are belonged to Pinopsidae class. One of sample is spruce (*Picea*), the remained tree are pines (*Pinus*). The samples age lies in range of 65–129 years. Two methods for obtaining of statistically certain cycles are used- the T-R periodogram algorithm and wavelet analysis. Statistically certain cycles by duration of 10–11, 20–22, 38 and 64–68 years is clear detected. There are solar and geophysical analogues for the all of these oscillations. Statistically significant cross-correlation relationships by shifting in the range of 0 to 5 years between D of pine samples from one side and temperatures and rains from the other side in adjacent meteorological stations (delaying of D) have been established. There are also secondary peaks of correlations coefficients are detected by shifting on 20–25 years. The last one is an additional evidence for solar-geophysical origin of the obtained relationships.*

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-233-236

Введение

В нашей прежней работе [1] были представлены результаты анализа временных рядов ширины годовых колец (D_m) семи древесных образцов бука (*Fagus silvatica*), возрастом более 200 лет. Они были получены в районах Западного и Центрального Балкана (Стара Планина), Болгария в рамках совместного научно-исследовательского проекта Института астрономии Болгарской академии наук и Министерства сельского хозяйства и продовольствия Болгарии. Сорок пять древесных проб (спилов) были получены при выполнении этого проекта в горных областях страны, главным образом, в районе Балкан и Рило-Пиринском горном массиве в Юго-Западной Болгарии. Большинство из них (34 образца) являются спилами бука, а семь – дуба (*Quercus*).

В данной работе кратко обобщены результаты исследования временных рядов четырех хвойных образцов (один спил ели и три – сосны).

Данные и методы

Образец ели («Говедарци-01») получен на лесном участке, расположенном на северном склоне горы Рила. Два сосновых образца («Бор номер 6» и «Шарения-01») получены на северо-западных склонах горы Пирин и один – несколько южнее главного хребта Центрального Балкана. Все образцы получены летом 2013-го года. Календарные интервалы исследований для каждого из образцов, показаны в первой колонке таблицы рис. 1. Как следует из таблицы, возраст образцов изменяется в интервале 65–134 лет.

С целью выявления низкочастотных циклических колебаний для усредненных по разным направлениям толщин годовых колец всех образцов было выполнено сглаживание пятилетним скользящим временным окном.

У всех образцов наблюдается сильный нелинейный нисходящий тренд, который показывает тенденцию замедления во времени у сосновых образцов, за исключением образца ели. Возможно, что этот тренд связан с некоторыми реальными тенденциями изменений солнечной активности или климата. Однако, по нашему мнению, он, прежде всего, является биологическим эффектом особенностей возраста дерева. После удаления трендов из первичных временных рядов D_m , с целью выявления статистически значимых циклических колебаний, были исследованы ряды остатков. Как и в прежних исследованиях, нами были использованы два метода – Т-Р периодограммный алгоритм [2] и вейвлет-анализ [3]. Полученные результаты сопоставлены друг с другом.

Анализ и результаты

Во второй колонке таблицы рис. 1 показаны, выявленные при помощи вейвлет анализа, статистически значимые циклы, а в третьей – циклы, выявленные при помощи Т-Р периодограммной процедуры. Можно видеть, что результаты, полученные двумя методами, согласуются хорошо. Обобщая, можно сказать, что во временных рядах исследуемых образцов присутствуют циклы продолжительностью 10–11, 20–22, 52–54, 64–68 и ~130 лет. Все они имеют свои аналоги в солнечной и геомагнитной активности, а также в вариациях потоков галактических космических лучей (ГКЛ). Эти факты указывают на то, что первоисточниками выявленных циклов являются активные процессы на Солнце. Околодвадцатилетний цикл хорошо выражен во временных рядах сосновых образцов «Шарения-01» и «Бор номер 6». В обоих рядах заметны одиннадцатилетние колебания, а также околопятидесятилетний цикл, соответствующий ~5 солнечным одиннадцатилетним циклам). В тоже время эти циклы не видны в рядах «Говедарци - 01» и «Мьглиж-03». Зато у них четко выделяются периоды 25–26 лет, ре-

зонансно связанные с периодами 52–54 года), и колебания ~ 64–68 лет. Последние уверенно проявляются в частоте среднеширотных сияний, а также в скорости образования космогенного изотопа ^{10}Be [4].





Образец, календарный интервал	Вейлет циклы [лет]	T-R циклы [лет]	r, фазовое смещение (1)	r, фазовое смещение (2)
 Бор No 6 (1909 – 2012з)	22; 48	10.5; 22.0; 54.0	(L): r = +0.38; F = 1.18; Dt = 0 (T): r = -0.73; F = 2.14; Dt = +4	(L): r = +0.74; F = 2.18; Dt = +15
 Шарения (1908 – 2012з)	11; 38; 64; 130	11.0; 20.0; 26.0; 51.5	(L): r = -0.37; F = 1.16; Dt = +10	
 Говедарци-01 (1908 – 2012з)	11; 38; 64; 130	25.25; 38.25; 68.5	(L): r = -0.33; F = 1.12; Dt = +5	(T): r = +0.65; F = 1.73; Dt = +25
 Мъзлик-03 (1948 – 2012з)	30; 64; 130	25.75; 66.0	(L): r = -0.42; F = 1.21 (T): r = +0.89; F = 4.8; Dt = +12	(L): r = +0.93; F = 7.4; $\theta = 25$ (T): r = -0.89; F = 4.8; Dt = +26

Рис. 1. Таблица основных результатов исследований хвойных образцов.

В ходе исследования была осуществлена климатическая калибровка временных рядов используемых образцов. Для этой цели были привлечены климатические данные об осадках и температурах с трех метеорологических станций (Благоевград, София и Стара Загора). Все они находятся недалеко от упомянутых выше лесных участков, и на протяжении не менее 40 лет временные ряды климатических параметров перекрываются по времени с временными рядами древесных образцов. Для получения более убедительных результатов был использован кросскорреляционный анализ.

Как видно из таблицы рис. 1 (4-я колонка, смещение (1)), положительная статистически значимая корреляция выявляется между осадками L и параметром D_m при фазовом смещении $0 \leq D_i \leq 5$ лет (при этом D_m запаздывает) у сосновых образцов «Шарения-01» и «Бор номер 6». Соответствующие коэффициенты корреляции между D_m и температурой T являются отрицательными. Это, по всей вероятности, имеет отношение не только к специфике ландшафта, но и к режиму вегетации сосны. Второй пик коэффициента корреляции наблюдается у двух других образцов (колонка 5,

смещение (2)), где фазовое смещение D_t составляет около 25 лет. Имеются основания предполагать, что этот факт является индикатором сильно смещенного во времени влияния 20–22-летнего солнечного цикла на рост этих образцов, но с учетом ландшафтных и почвенных особенностей лесных участков, а также особенности вегетации этого типа деревьев.

Хорошо выраженный 20–22-летний цикл, который наблюдается у сосновых образцов Юго-Западной Болгарии, имеет минимумы приблизительно в околоредных фазах четных солнечных циклов. Этот факт в комбинации с найденной положительной корреляционной зависимостью между D_m и L , подтверждает выводы прежних исследований начала 1980-х годов, согласно которым существует 20–22 летняя модуляция осадков L и температур T в теплом полугодии на территории Южной Болгарии. При этом максимумы засух приблизительно совпадают с максимумами четных 11-летних солнечных циклов [5].

Литература

1. *Комитов Б., Кафтан В.* Годовые кольца бука (*fagus sylvatica*) и солнечно-обусловленные колебания климата Центрального и Западного Балкана в XVIII–XIX вв. / Сб. докладов XXII Всероссийской ежегодной конференции «Солнечная и солнечно-земная физика-2018», Санкт Петербург, 2018. С. 231-234.
2. *Komitov B.* The Schöve's series. Centennial and Supercentennial variations of the solar activity. Relationships between adjacent 11-year cycles. *Bulg. Geoph. J.*, 1997, V. 23. P. 74-82.
3. *Torrence C., Compo G.P.* A Practical Guide to Wavelet Analysis // *Bul. Am. Meteor. Soc.* 1998, V. 79. P. 61-78
4. *Komitov B.* The “Sun-climate” relationship. II. The “cosmogenic” beryllium and the middle latitude aurora // *Bulg. Astron. J.*, 2009, V. 12, P. 75-90
5. *Комитов Б.* О влиянии солнечных циклов на климат в Болгарии // *Солн. данные*, 1986, № 3, С. 73-78.

ТРЕХМЕРНАЯ МОДЕЛЬ СПОКОЙНОГО СОЛНЕЧНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

Королькова О.А., Соловьев А.А.

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

3D MODEL OF THE QUIESCENT SOLAR PROMINENCE

Korolkova O.A., Solov'ev A.A.

Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia

The stationary 3D MHD model of a quiescent solar prominence is presented. The components of the magnetic field depend on three variables (x, y, z) in the Cartesian coordinate system, the filament is located above the photospheric line of polarity inversion. The prominence has maximum thickness in the middle part where the plasma flow (Alfven Mach number) reaches the maximum value too, and it becomes thinner at the ends where plasma flow disappears. The choice of the ratio of the prominence length to its cross section is arbitrary: both short and very long filaments can be modeled. The thermodynamic parameters of steady state of the system (gas pressure, density and temperature) are calculated in accordance with a prescribed structure of the magnetic field. The external environment is determined by the hydrostatic model of the solar atmosphere. The prominences plasma parameters obtained in the model are in good agreement with the observational data.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-237-240

1. Введение

Работа продолжает цикл статей, посвященных описанию структуры и равновесия холодных и плотных волокон в магнитном поле солнечной короны. Ранее [2, 3, 5] для описания спокойного солнечного протуберанца мы рассчитывали магнитогидростатические модели: волокно неподвижно, течения плазмы в нем игнорируются. Считалось, что волокно однородно в длину (трансляционная симметрия), т.е. решалась двумерная задача. Цель данной работы – построение трехмерной стационарной модели солнечного волокна. Основная идея построения модели остается прежней [4]: термодинамические параметры (давление, плотность, температура и скорость плазмы) в каждой точке исследуемой стационарной конфигурации находятся по изначально заданной структуре её магнитного поля.

2. Уравнения стационарной МГД

$$-\nabla P + \frac{1}{4\pi} [\text{rot} \mathbf{B} \times \mathbf{B}] + \rho \mathbf{g}(\vec{r}) = \rho (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V}, \quad (1)$$

$$\text{div}(\rho \mathbf{V}) = 0, \quad \text{div} \mathbf{B} = 0, \quad P = \frac{\rho R T}{\mu}. \quad (2), (3), (4)$$

Здесь \mathbf{V} – напряженность магнитного поля, \mathbf{V} – скорость плазменного элемента, P – плазменное давление, ρ – удельная плотность, T – температура, μ – средняя молярная масса газа. В декартовой системе координат ось Z направим вертикально вверх от поверхности фотосферы (уровень $Z = 0$), ось X – поперек моделируемого волокна, а ось Y – вдоль.

В идеальной МГД плазма движется вдоль магнитных силовых линий со скоростью $\mathbf{V} = M_A \cdot \left(\frac{\mathbf{B}}{\sqrt{4\pi\rho}} \right)$ (M_A – альвеновское число Маха, отношение скорости элемента плазмы к альвеновской скорости). Из уравнений (2),(3) следует: $\mathbf{B} \cdot \nabla (M_A \sqrt{\rho}) = 0$, т.е. $(M_A \sqrt{\rho})$ на силовой линии сохраняется. После ряда преобразований уравнение (1), согласно [6], сводится к виду:

$$(1 - M_A^2)(\mathbf{B} \cdot \nabla)\mathbf{B} + \mathbf{B}(\mathbf{B} \cdot \nabla(1 - M_A^2)) = 4\pi\nabla\left(P + \frac{B^2}{8\pi}\right) - 4\pi\rho\mathbf{g}. \quad (5)$$

Пусть поле имеет вид: $\mathbf{B} = \{B_x(x, y, z)\vec{e}_x, 0 \cdot \vec{e}_y, B_z(x, y, z)\vec{e}_z\}$. Благодаря отсутствию поля B_y y -составляющая уравнения (5) имеет простую форму:

$\frac{\partial}{\partial y}\left(P + \frac{B^2}{8\pi}\right) = 0$, и полное давление (газовое + магнитное) от y не зависит:

$$P(x, y, z) + B^2(x, y, z)(8\pi)^{-1} = \Pi(x, z). \quad (6)$$

При этом, $\Pi(\infty, z) = P_{ex}(z) + B_{ex}^2(z)(8\pi)^{-1}$; P_{ex} – внешнее давление, задаваемое моделью солнечной атмосферы [1], B_{ex} – напряженность внешнего поля. Компоненты поля \mathbf{B} выражаются через функцию магнитного потока $A(x, z)$ и некоторую безразмерную функцию $F(A, y)$, зависящую от потока и y -координаты (B_0 – единица измерения напряженности магнитного поля):

$$A(x, z) = \int_0^x b_z dx \Rightarrow b_z(x, z) = \frac{\partial A}{\partial x}; b_x(x, z) = -\frac{\partial A}{\partial z}.$$

$$B_z(x, y, z) = B_0 \cdot F(A, y) \cdot b_z(x, z); \quad B_x(x, y, z) = B_0 \cdot F(A, y) \cdot b_x(x, z) \quad (7)$$

Выбор вида функции $F(A, y)$ – произволен: дивергенция магнитного поля остается равной нулю. Это позволяет моделировать конфигурации самой разной геометрии.

Таким образом, решение задачи сводится к анализу уравнений:

$$(1 - M_A^2)F^2(A, y) \frac{B_0^2}{4\pi} \left(b_z \frac{\partial b_x}{\partial z} + b_x \frac{\partial b_z}{\partial x} \right) = \frac{\partial \Pi(x, z)}{\partial x} \quad (8)$$

$$(1 - M_A^2)F^2(A, y) \frac{B_0^2}{4\pi g} \left(b_z \frac{\partial b_z}{\partial z} + b_x \frac{\partial b_x}{\partial x} \right) = - \left[\frac{1}{g} \frac{\partial \Pi(x, z)}{\partial z} + \rho(x, y, z) \right] \quad (9)$$

Правая часть (8) от y не зависит, следовательно, следует принять: $(1 - M_A^2)F^2(A, y) = C(A)$. Если положить $F^2 = 1 + f(A, y)$, где положитель-

ная функция $f(A, y)$ определит зависимость параметров волокна от y , то: $M_A^2 = (1 - C + f) \cdot (1 + f)^{-1}$. Примем, что $C = 1$, тогда: $M_A^2 = f \cdot (1 + f)^{-1} < 1$. Проинтегрировав уравнение (8) по координате x при постоянном z , мы получим распределение полного давления. Подставив его в (9), найдем плотность плазмы, после чего, рассчитаем температуру по закону (4).

3. Моделирование прямого солнечного волокна

Для нахождения термодинамических параметров плазмы волокна необходимо задать разумную (с точки зрения наблюдений) магнитную структуру протуберанца, т.е. считать распределение магнитного поля в нем известным. При этом должны выполняться следующие граничные условия: 1). Волокно уединенное: магнитное поле волокна достаточно быстро убывает с расстоянием от его оси. 2). Волокно располагается над фотосферной линией раздела полярности. 3). На больших расстояниях от оси волокна параметры системы переходят в параметры гидростатической атмосферы Солнца, и продольное поле становится однородным (потенциальным).

Наша задача – подобрать такие функции $A(x, z)$ и $f(A, y)$, чтобы геометрическая форма протуберанца оказалась максимально близкой к реальным наблюдаемым формам. Пример такого расчета дан на рисунках 1, 2 при следующем выборе магнитной структуры:

$$A(x, z) = \frac{B_0}{k} \cdot \sin(m(z - 2)) \cdot \exp(-k^2 x^2 - k^2 (z - 2)^2); f(A, y) = \exp(-l^2 y^2). \quad (10)$$

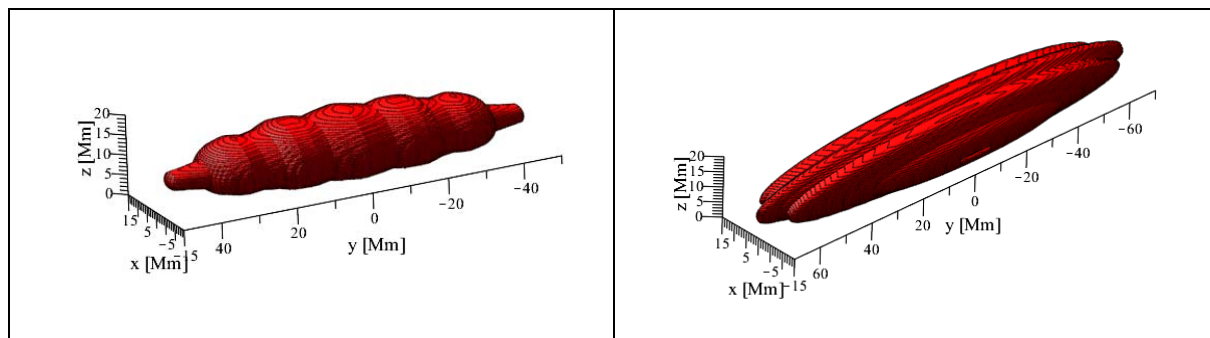


Рис. 1. Геометрическая форма спокойного солнечного протуберанца конечной длины.

Слева: Волокно представляет собой единое тело.

Справа: Волокно состоит из нескольких тонких волоконцев.

Значения параметров, входящих в формулы, даны в подписи к рисунку (2). Как правило, волокно имеет максимальную толщину в середине и утончается на концах, и, соответственно, течения плазмы (альвеновское число Маха) в нем максимальны в центре и исчезают на периферии. Свобода в выборе отношения длины протуберанца к его поперечному сечению позволяет моделировать как короткие, так и очень длинные волокна.

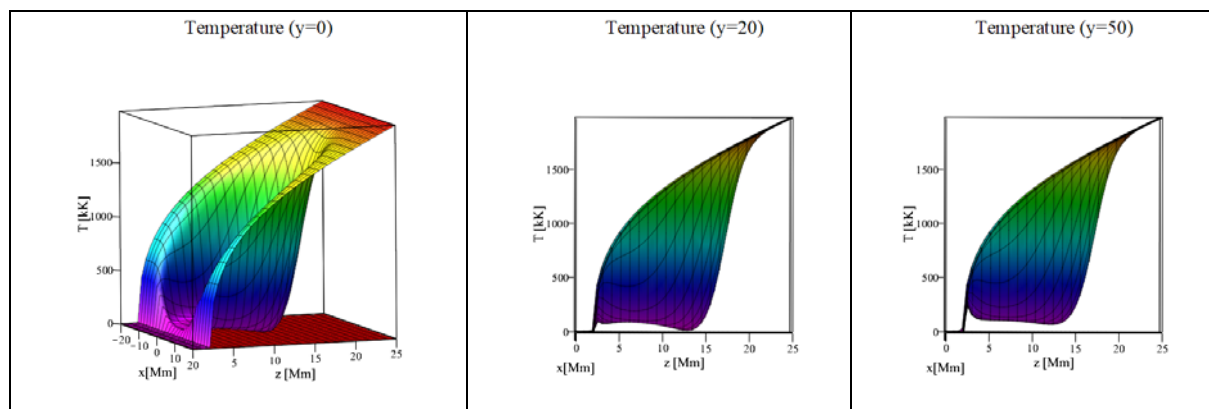


Рис. 2. Распределения температуры плазмы для разных поперечных сечений волокна, имеющего геометрию (10), показанную на рис. 1 слева, при следующем выборе параметров: $B_0 = 5$ Гс, $m = 0.1$, $k = 0.125$, $l = 0.01$. Значение $y = 0$ соответствует центру волокна, с ростом координаты y в волокно утончается.

4. Заключение

Впервые предложен метод расчета стационарной трехмерной конфигурации магнитного поля и плазмы, соответствующей наблюдаемым солнечным волокнам конечной длины. Термодинамические параметры плазмы, рассчитанные по модели, имеют значения, близкие к наблюдаемым: температура волокна в самой холодной его части достигает значений 4000–5000 К, а концентрация – порядка $10^{10} - 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-02-00168 и Программой КП 19-270.

Литература

1. Avrett, E.H., Loeser, R. // *Ap. J. Suppl. Ser.*, 2008, **175**, pp.229-276.
2. Korolkova, O.A., Solov'ev, A.A. // *Geomagnetism & Aeronomy*, 2017, **57**, № 8, pp. 1018-1022.
3. Korolkova, O.A., Solov'ev, A.A. // *Geomagnetism & Aeronomy*, 2019, **59**, № 7, pp. 858-863.
4. Solov'ev, A.A. // *Astronom. Reports*, 2010, **54**, pp. 86-95.
5. Solov'ev, A.A., Korolkova, O.A., Kirichek, E.A. // *Geomagnetism & Aeronomy*, 2016, **56**, № 8, pp.1090-1094.
6. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. // *MNRAS*, 2019, **482**, №4, pp. 5290-5301.

**ДИНАМИКА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
КЛИМАТИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ПО ФАЗАМ
11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ**

Крамынин А.П., Кузьменко И.В.

Институт прикладной астрономии РАН, Уссурийск, Россия

**DYNAMICS OF DISTRIBUTION OF CLIMATIC PARAMETERS
ON PHASES OF A 11-YEAR CYCLE OF SOLAR ACTIVITY**

Kramynin A.P., Kuzmenko I.V.

Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Ussuriysk, Russia

The drift of extreme values of climatic parameters over the phases of the 11-year cycle of solar activity was found. It may be due to the difference in the duration of the climatic and solar cycles. The existence of a high correlation coefficient of 0.87 between the planetary geomagnetic index aa and changes in the amplitude of the annual temperature variation indicates that the solar wind has a significant influence on temperature changes in this frequency range.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-241-244

В настоящее время надежно установлен ряд циклов в изменениях параметров погоды. Но утверждать о наличии глобальной связи погодных параметров с 11-летним циклом солнечной активности пока трудно. Это часто связывают с региональностью и нестабильностью во времени этой связи [1]. Она может определяться как непосредственно солнечной активностью, так и процессами, которые модулируются 11-летним циклом активности, например, изменением потока частиц высоких энергий, приходящих на Землю из мирового пространства [2], или через воздействие на климат и погоду вулканической деятельности, интенсивность которой также имеет связь с 11-летним циклом активности Солнца [3].

Цель работы – разделить влияние независимых факторов, действующих на изменение погодных параметров и проследить динамику этих изменений от цикла к циклу.

Для анализа использовали среднемесячные значения приземной температуры воздуха: за период 1881–2018 гг. для Владивостока и Санкт-Петербурга, за 1911–2018 гг. п. Тимирязевский. Среднемесячные значения количества осадков за период 1936–2018 гг. для Владивостока и п. Тимирязевский [<http://www.giss.nasa.gov/data>]. В качестве индекса солнечной активности использовались значения чисел Вольфа, взятые с сайта <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/solardataservices.html> и геомагнитный индекс Aa http://www.wdcb.ru/stp/geomag/geomagn_Kp_ap_Ap_ind.ru.html.

Чтобы разделить влияние независимых факторов и определить их вклад в общие вариации исследуемого параметра использовался метод разложения сигнала на естественные ортогональные функции (Е.О.Ф.) [4]. Разложению на Е.О.Ф. подвергались матрицы, строки которых представляли среднемесячные значения исследуемого параметра в течение года, и которые располагались по годам в виде:

$$T_{ij} = \sum V_{ki} X_{kj},$$

где T_{ij} – среднемесячные значения параметра, например температуры, в i -й год в j -ом месяце, тогда X_{kj} – k -тая координатная функция будет описывать, в нашем случае, годовой ход параметра в i -й год, а V_{ki} – сопряженная с X_{kj} временная функция будет описывать изменение амплитуды годового хода параметра со временем. Т.е. временная функция несет всю информацию об изменении во времени исследуемого параметра.

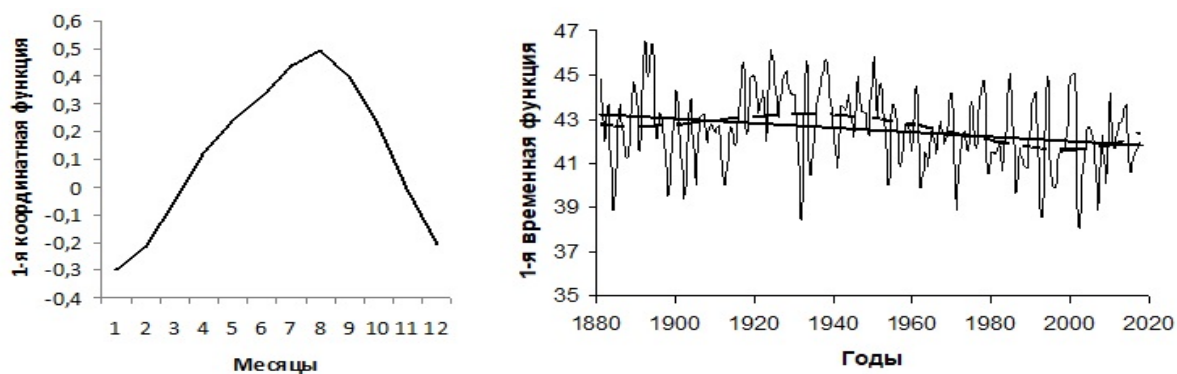


Рис. 1. Первые координатная и временная функции для температур Владивостока. Пунктир – полиномиальная аппроксимация, сплошная – линейная.

Выявлено, что температурные ряды при разложении на Е.О.Ф. быстро сходятся – достаточно трех компонентов. Причем вклад первой компоненты существенно преобладает. Например, для Владивостока ее вклад 98,3%. На рис. 1 справа наблюдается уменьшение амплитуды годового хода температуры (линейный тренд) за счет того, что в месяцы с температурой выше $T_{ср}$ (среднее по ряду) наблюдается похолодание, а в месяцы с температурой ниже $T_{ср}$ наблюдается потепление.

Вклад второй компоненты разложения небольшой – около 0,5%. Можно предположить, что 2-ой компонент разложения связан с глобальным потеплением климата, о чем говорит линейный тренд 2-ой временной функции на рис. 2. Коэффициент корреляции между первыми временными функциями для Владивостока и Санкт-Петербурга 0,92, а для вторых – 0,85, что говорит о глобальности изменений климатического параметра.

Для того чтобы выделить вариации только вблизи 11-летнего цикла солнечной активности, исходные данные были обработаны полосовым нерекурсивным цифровым фильтром с центром полосы пропускания на частоте $\approx 0,0083$ 1/месяц. Фильтрованные матрицы климатических параметров подвергались разложению на ЕОФ. Мы привязывали значения вре-

менных функций к соответствующим числам Вольфа в каждом цикле. Чтобы проследить динамику изменения исследуемого климатического параметра строились двумерные карты изолиний в координатах «фаза цикла – номер цикла» рис. 3.

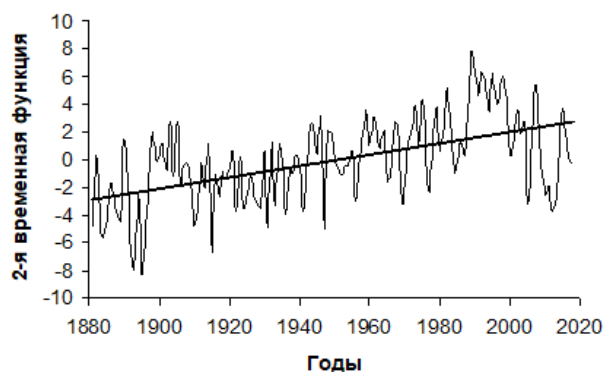


Рис. 2. Вторая временная функция для температур Владивостока.

На рис. 3 справа видно, что максимальное значение изменения температуры сдвинуто на ветвь спада цикла солнечной активности. А на двумерной диаграмме отмечаем дрейф экстремальных значений температуры по фазе цикла. Похожий дрейф наблюдается также для Санкт-Петербурга и Тимирязевки, для второй временной функции рис. 4, и для осадков.

Коэффициент корреляции между изменениями T и индексом aa рис. 5 равен 0,87. Что говорит о связи изменений T с солнечным ветром.

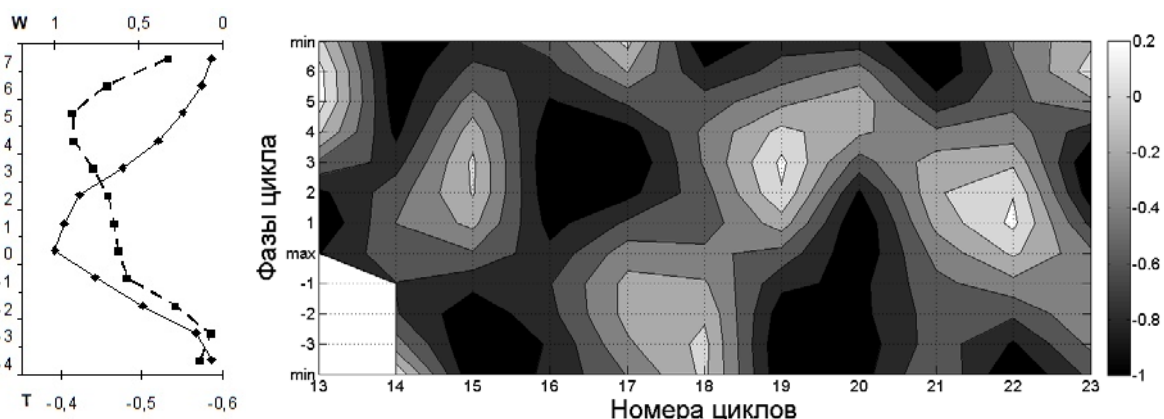


Рис. 3. Распределение значения 1-ой временных функций по фазам 11-летнего цикла для Владивостока. Справа – усредненном по всем циклам пунктир. Слева – карты изолиний в координатах фаза цикла – номер цикла.

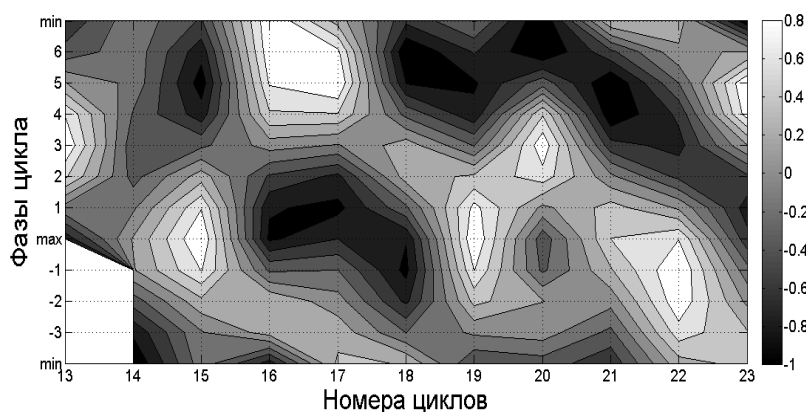


Рис. 4. Распределение значений 2-ой временной функции в координатах фаза цикла – номер цикла.

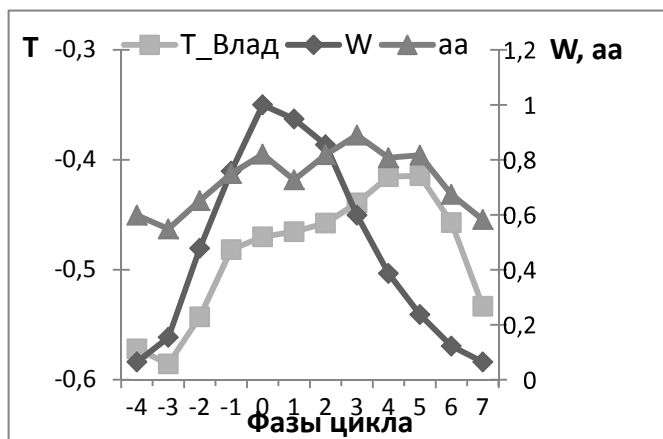


Рис. 5. Сравнение изменения температуры T с солнечным циклом W и геомагнитным индексом aa.

Итак, установлено, что ряды довольно быстро сходятся. Первый компонент разложения рядов температур дает вклад в дисперсию исходного ряда более 92%. В его временных изменениях выявляется долговременный тренд, который показывает уменьшение амплитуды годового хода, что связано с тем, что в месяцы с температурой выше $T_{ср}$ (среднее по ряду) наблюдается похолодание, а в месяцы с температурой ниже $T_{ср}$ наблюдается потепление. Кроме того, присутствуют другие регулярные и нерегулярные вариации параметров. Второй компонент разложения рядов температур дает вклад $\approx 0,5\%$, и, по-видимому, связан с общим долговременным потеплением климата.

В среднем наблюдается тенденция к увеличению значений температуры и количества осадков на фазе спада 11-летнего цикла солнечной активности. Однако наблюдается дрейф экстремальных значений климатических параметров по фазе 11-летнего цикла солнечной активности. Это, по-видимому, связано с различием продолжительности климатического и солнечного циклов. Наличие достаточно высокого коэффициента корреляции 0,87 между планетарным геомагнитным индексом aa и изменениями амплитуды годового хода температуры свидетельствует, что в этом диапазоне частот существенное влияние на изменения температуры оказывает солнечный ветер.

Литература

1. Пудовкин М.И., Люблич А.А. Проявление циклов солнечной и магнитной активности в вариациях температуры воздуха в Ленинграде // Геомагнетизм и аэрономия. 1989. Т. 29, № 3. С. 359–363.
2. Ермаков В.И., Охлопков В.П., Стожков Ю.И. Влияние космических лучей и космической пыли на атмосферу и климат Земли // Известия РАН, Серия Физическая. 2009. Т. 73, № 3. С. 434–436.
3. Халилов Э. Ждать ли геологических и климатических потрясений? // Экология и жизнь, 2010, 2 (99), С. 52–56.
4. Вертлиб А.Б., Копецкий М., Куклин Г.В. Опыт применения разложения по естественным ортогональным функциям некоторых индексов активности // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца: Иркутск, 1971, Вып. 2, С. 194–209.

**ГЕЛИОСФЕРНЫЙ МОДУЛЯЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ,
РЕКОНСТРУИРОВАННЫЙ НА ОСНОВЕ ДАННЫХ
ПО СОДЕРЖАНИЮ КОСМОГЕННОГО ИЗОТОПА ^{10}Be ВО ЛЬДАХ
ГРЕНЛАНДИИ, И ЭКСТРЕМУМЫ АКТИВНОСТИ СОЛНЦА**

Кудрявцев И.В.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

**HELIOSPHERIC MODULATION POTENTIAL RECONSTRUCTED ON
THE BASE OF THE COSMOGENIC ISOTOPE ^{10}Be CONTENT IN
GREENLAND ICE AND THE EXTREMES OF SOLAR ACTIVITY**

Kudryavtsev I.V.

Ioffe institute, St. Petersburg, Russia

The reconstructions of heliospheric modulation potential on base cosmogenic isotope ^{10}Be concentration from the end of 14 century in Greenland ice (NGRIP) are presented. This time interval includes the Spoerer ($\approx 1400\text{--}1510\text{ AD}$), Maunder ($\approx 1645\text{--}1715\text{ AD}$) and Dalton ($\approx 1790\text{--}1830\text{ AD}$) deep minima of solar activity. The results of reconstructions show that the depth of Maunder and Dalton minima can be equal. But the depth of Spoerer solar minimum can be less than the depth of Dalton minimum.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-245-248

Данные по содержанию космогенных изотопов в природных архивах позволяют нам изучать интенсивность галактических космических лучей (ГКЛ) и солнечную активность (СА) в далекие эпохи, для которых отсутствуют прямые экспериментальные и наблюдательные данные. Настоящая работа посвящена рассмотрению гелиосферного модуляционного потенциала на основе данных о содержании космогенного изотопа ^{10}Be во льдах Гренландии NGRIP [1]. Гелиосферный модуляционный потенциал (ГМП), как известно, описывает модуляцию ГКЛ межпланетным магнитным полем (ММП) при их распространении в солнечной системе. ММП, в свою очередь, изменяется при изменении солнечной активности. Таким образом, реконструкция ГМП позволяет нам изучать активность Солнца в прошлом. До настоящего времени не прекращаются обсуждения глобальных минимумов солнечной активности Шпёрера и Маундера – были ли они более глубокие, чем минимум Дальтона или нет (см. например, работы [2–6])? Для ответа на этот вопрос рассмотрим данные о содержании космогенного изотопа ^{10}Be во льдах Гренландии NGRIP [1]. На рисунках 1А, Б показаны концентрация этого изотопа в годовых слоях льда в Гренландии полученных из скважины и скорость осаднения изотопа ^{10}Be на поверхность ледника, соответственно.

Проведем реконструкцию гелиосферного потенциала $\varphi(t)$ согласно методике, описанной в работах [9, 10] и которая сводится к решению следующего уравнения:

$$Q(t) = \sum_{i=1}^2 \int_0^{\infty} Y_i J_i(E, t) (1 - f(E, M(t))) dE \quad (1)$$

где $Q(t)$ – скорость генерации космогенного изотопа ^{10}Be в атмосфере Земли под действием частиц ГКЛ; t – время; J_i – спектр протонов и α -частиц первичных космических лучей (КЛ) на орбите Земли; f – функция описывающая проникновение заряженных частиц в земную атмосферу; M – геомагнитный дипольный момент в единицах 10^{22}Am^2 ; Y_i – функции описывающие генерацию изотопа ^{10}Be под действием протонов ($i = 1$) и α -частиц ($i = 2$) первичных КЛ в атмосфере Земли [10]; E – энергия частиц (ГэВ/нуклон).

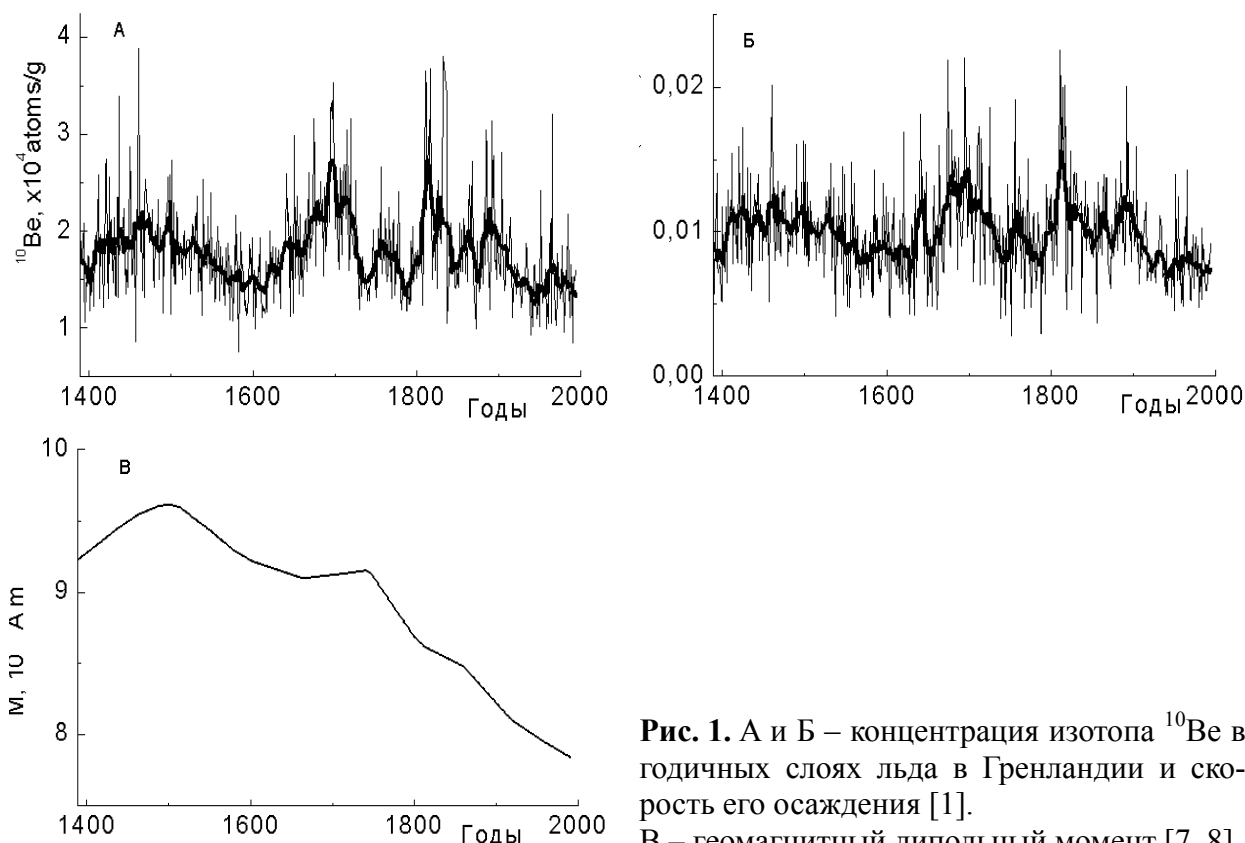


Рис. 1. А и Б – концентрация изотопа ^{10}Be в годовичных слоях льда в Гренландии и скорость его осаждения [1]. В – геомагнитный дипольный момент [7, 8].

Спектр протонов и α -частиц J_i может быть задан в виде следующей зависимости [9]

$$J_i = J_{lis,i}(E + \Phi_i) \frac{E(E + 2E_r)}{(E + \Phi_i)(E + \Phi_i + 2E_r)}, \quad (2)$$

где $J_{lis,l}$ – локальный межзвездный спектр ГКЛ, который определяется выражением

$$J_{lis}(E) = \frac{1.9 \cdot 10^4 P(E)^{-2.78}}{1 + 0.4866 P(E)^{-2.51}}, \quad P(E) = \sqrt{E(E + 2E_r)},$$

$$\Phi_i = (eZ_i / A_i) \varphi;$$

Функция f , в свою очередь, задается выражением:

$$f(E) = \begin{cases} \sqrt{1 - \sqrt{P(E)/(1.9M)}} & \text{при } P \leq 1.9M \\ 0 & \text{при } P \geq 1.9M \end{cases}$$

На рисунке 1В представлен дипольный магнитный момент Земли M согласно работам [7, 8]. В 15 веке его величина росла, достигнув максимума к началу 16 века. В середине 17 века его спад остановился, а в середине 18 начался быстрый спад. С увеличением величины φ значение Q монотонно спадает (см., например, [5]), что позволяет легко определить его значение для известного значения $Q(t)$. Однако здесь необходимо отметить, что связь величины скорости осаднения изотопа ^{10}Be на поверхность ледника F со скоростью образования этого изотопа в атмосфере Q достаточно сложная, она зависит от локальных климатических условий (см., например, [6]) и к настоящему времени не достаточно хорошо изучена. Поэтому на рисунке 2А, Б приведены результаты расчетов для двух различных значений отношения Q/F . Толстой линией показано усреднение за 11 лет. На рисунке 2В приведена реконструкция для зависимости между $Q(t) = 0.004 + 3.23F(t)$, полученной в работе [6].

Заключение

Как видно на рисунках 2А-В, минимальные значения модуляционного потенциала во время минимумов Шперера, Маундера и Дальтона могли опускаться до нулевых значений. При этом минимальные величины для усредненных по 11 годам значениям модуляционного потенциала равны для этих минимумов 0.442, 0.306, 0.288 ГВ при $Q/F = 2.5$ и 0.250, 0.153, 0.155 ГВ при $Q/F = 3$, соответственно. Для зависимости $Q(t) = 0.004 + 3.23F(t)$ эти значения равны 0.1, 0.059, 0.063 ГВ для минимумов Шперера, Маундера и Дальтона, соответственно. Таким образом, данные NGRIP не указывают на то, что глубина минимума Маундера была экстремально низкой. Более того, глубины минимумов Маундера и Дальтона могли быть сравнимы, на что и указывалось в работах [3–5]. Средние значения гелиосферного модуляционного потенциала во время минимума Шперера превышали значения во время минимума Дальтона, что также не позволяет сделать вывод об экстремально низкой активности Солнца в этот период. Хотя надо отметить, что длительность минимумов

Шпёра и Маундера значительно превышала длительность минимума Дальтона.

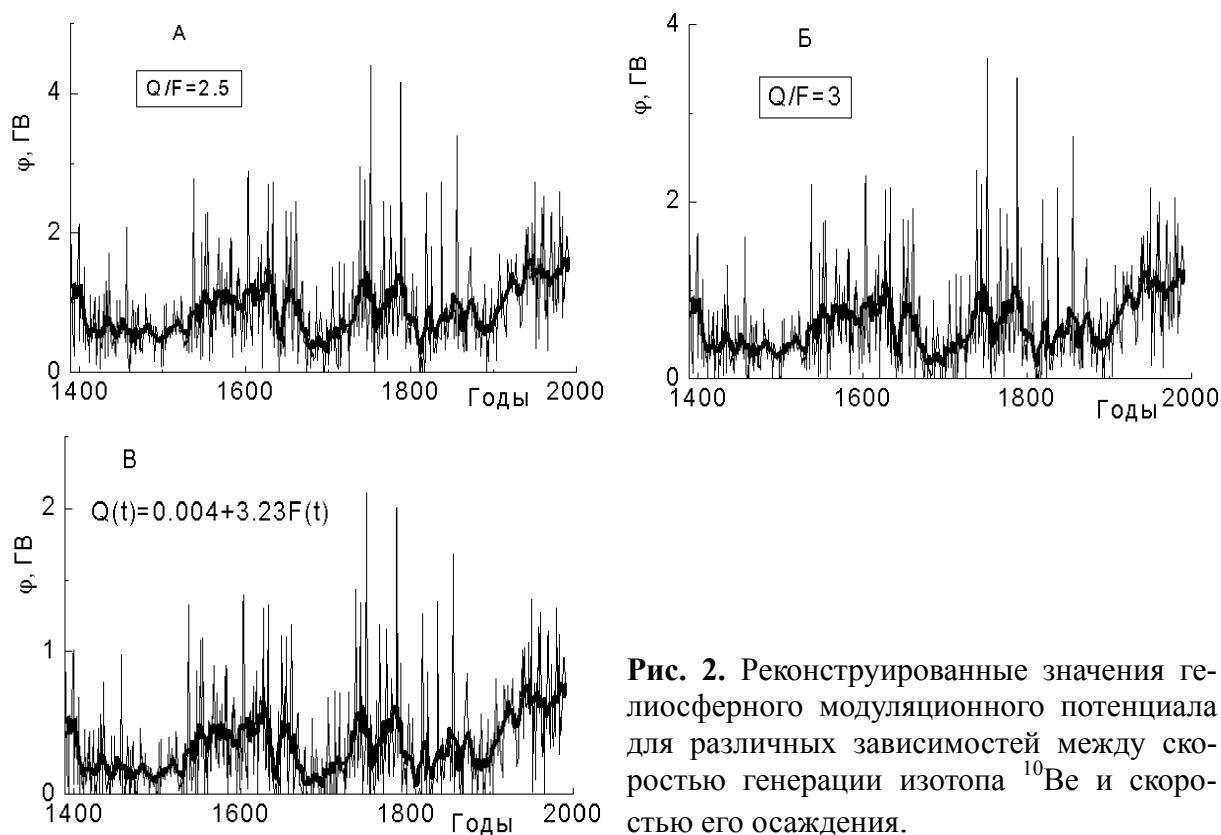


Рис. 2. Реконструированные значения ге-
лиосферного модуляционного потенциала
для различных зависимостей между ско-
ростью генерации изотопа ^{10}Be и скоро-
стью его осаждения.

Литература

1. *Berggren A.-M. et al.* // *Geophys. Res. Lett.*, 2009, 36, L11801.
2. *Usoskin G. et al.* // *Astronomy & Astrophysics*, 2015, V. 581, A95.
3. *Zolotova N.V. and Ponyavin D.I.* // *Astrophys. J.*, 2015, V. 800, id42.
4. *Kuleshova A.I. et al.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, V. 55, P1071.
5. *Koudriavtsev I.V. et al.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2016, V. 56, P998.
6. *Ogurtsov M.G.* // *Astronomy Letters*, 2018, V. 44, P. 278.
7. *Licht et al.* // *Phys. Earth Planet. Inter.*, 2013, V. 224, P.28.
8. *Usoskin G. et al.* // *Astronomy & Astrophysics*, 2014, V. 562, L10.
9. *Kovaltsov G.A. et al.* // *Earth Planet. Sci. Lett.*, 2012, V.337, P. 114.
10. *Poluianov S.V. et al.* // *J. Geophys. Res. Atmos.*, 2016, V. 121, P. 8125.

ВЛИЯНИЕ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН НА НАПРАВЛЕННОСТЬ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ДВОЙНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ЧАСТОТЕ

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Кальтман Т.И.³

¹ФТИ им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

²ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

³САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

THE INFLUENCE OF THE ANGULAR DISTRIBUTION OF LANGMUIR WAVES ON THE DIRECTION OF THE RADIO EMISSION AT DOUBLE PLASMA FREQUENCY

Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Kaltman T.I.³

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

²Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

³SAO RAS, St. Petersburg, Russia

The direction of transverse electromagnetic waves generated in plasma by Langmuir turbulence at the double plasma frequency is considered. It is shown that the angular distribution of these waves is determined by the angular distribution of plasma turbulence. If the angular distribution of turbulence is proportional to $\cos^{\delta} \vartheta$ then the maximum of radio emission corresponds to the viewing angles 30° – 45° . In this case the ratio of the maximum of radiation power to the minimum can reach more than 3 times. If the angular distribution of turbulence is proportional to $\sin^2 \vartheta$, then the maximum of radio emission corresponds to the angle range 60° – 120° . Such anisotropy of radio emission can be measured by observations, which makes it possible to draw a conclusion about the nature and source of Langmuir turbulence in the solar flare plasma.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-249-252

Работа посвящена изучению направленности радиоизлучения вспышечной солнечной плазмы на двойной плазменной частоте при его генерации плазменным механизмом. Хорошо известно, что во время солнечных вспышек происходит ускорение заряженных частиц вплоть до релятивистских энергий, которые генерируют жесткое рентгеновское [1, 2] и радиоизлучение [3–6]. В работе [7] указано на то, что такое ускорение частиц может иметь связь с движениями сгустков плазмы на Солнце. Потоки заряженных частиц приводят к генерации ленгмюровских волн в солнечной плазме, которые, в свою очередь, порождают поперечные электромагнитные волны, наблюдаемые с помощью радиотелескопов в виде радиоизлучения. Таким образом, встает вопрос о механизме возбуждения радиоизлучения, регистрируемого во время вспышек: является ли радиоизлучение следствием ускорения электронов или первичного процесса энерговыделения. Ответ на этот вопрос может дать изучение направленности генериру-

емого радиоизлучения. В первом случае следует ожидать формирования ленгмюровской турбулентности с угловым распределением, максимум которого соответствует направлению движения этих электронов. Во втором случае следует ожидать изотропного распределения ленгмюровской турбулентности.

Рассмотрим угловые характеристики радиоизлучения на двойной плазменной частоте, генерируемого при слиянии двух ленгмюровских плазмонов. В этом случае мы можем использовать выражение для мощности излучения волн [8]

$$Q_{\vec{k}} = \int Q_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2} W_{\vec{k}_1}^1 W_{\vec{k}_2}^1 d\vec{k}_1 d\vec{k}_2; \quad (1)$$

$$Q_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2} = \frac{\pi \omega (k_1^2 - k_2^2)^2 [\vec{k}_1 \vec{k}_2]^2}{8 m_e n k^2 \omega_{pe} k_1^2 k_2^2} \delta(\vec{k} - \vec{k}_1 - \vec{k}_2) \times \delta \left(\sqrt{k^2 c^2 + \omega_{pe}^2} - 2 \omega_{pe} - \frac{3 v_{Te}^2 (k_1^2 + k_2^2)}{2 \omega_{pe}} \right) \quad (2)$$

где \mathbf{k} , \mathbf{k}_1 , \mathbf{k}_2 – волновые вектора поперечной электромагнитной волны и двух ленгмюровских волн; $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi e^2 n / m_e}$; e , n , m_e – заряд, концентрация и масса электрона; $v_{Te} = \sqrt{k_B T_e / m_e}$, k_B – постоянная Больцмана, T_e – электронная температура плазмы.

Выражение (2) учитывает закон сохранения импульса и энергии при слиянии двух ленгмюровских волн в поперечную электромагнитную волну. Здесь необходимо отметить, что из выражения (2) следует, что в приближении одномерной турбулентности излучение поперечных электромагнитных волн не происходит, $Q = 0$ (см. также [9]).

Детально исследуем случай, когда фазовые скорости ленгмюровских волн меньше скорости света. При наших расчетах будем моделировать спектральную плотность энергии ленгмюровской турбулентности следующим выражением

$$W_k^l = A \cdot k^\gamma \cos^\delta(\vartheta) \quad \text{при } k_{\min} < k < k_{\max} \text{ и } W = 0 \text{ для других } k, \quad (3)$$

где ϑ – угол между волновым вектором ленгмюровской волны и осью OZ; γ – положительное число; δ – положительное четное число, определяющее ширину углового распределения плазменной турбулентности; A – нормировочный коэффициент, определяемый условием нормировки:

$\int W_k^l d\vec{k} = W$, где W – плотность энергии ленгмюровской турбулентности.

В этом случае для нормировочного множителя получаем следующее выражение:

$$A = \frac{W(3 + \gamma)(1 + \delta)}{4\pi(k_{max}^{3+\gamma} - k_{min}^{3+\gamma})}$$

Как было отмечено выше, преимущественное распределение плазменных волн вдоль оси oz может быть вызвано их генерацией потоком быстрых частиц. При этом распределение в обратном направлении может быть результатом нелинейного рассеяния волн на ионах фоновой плазмы [8, 10, 11].

Для расчетов примем, что турбулентность сосредоточена в диапазоне волновых чисел от $k_{min} = \omega_{pe}/(15V_{Te})$ до $k_{max} = \omega_{pe}/(3V_{Te})$. Результаты расчета для $\gamma = 2$ и $\delta = 0, 2, 4, 6$ при температуре плазмы 10^6 К и концентрации плазмы 10^{10} см $^{-3}$ представлены на рис. 1а. Кривая 1 соответствует изотропному распределению турбулентности ($\delta = 0$), в этом случае генерация поперечных волн происходит изотропно. Кривые 2–4 соответствуют анизотропному распределению турбулентности (4) для $\delta = 2, 4, 6$ соответственно.

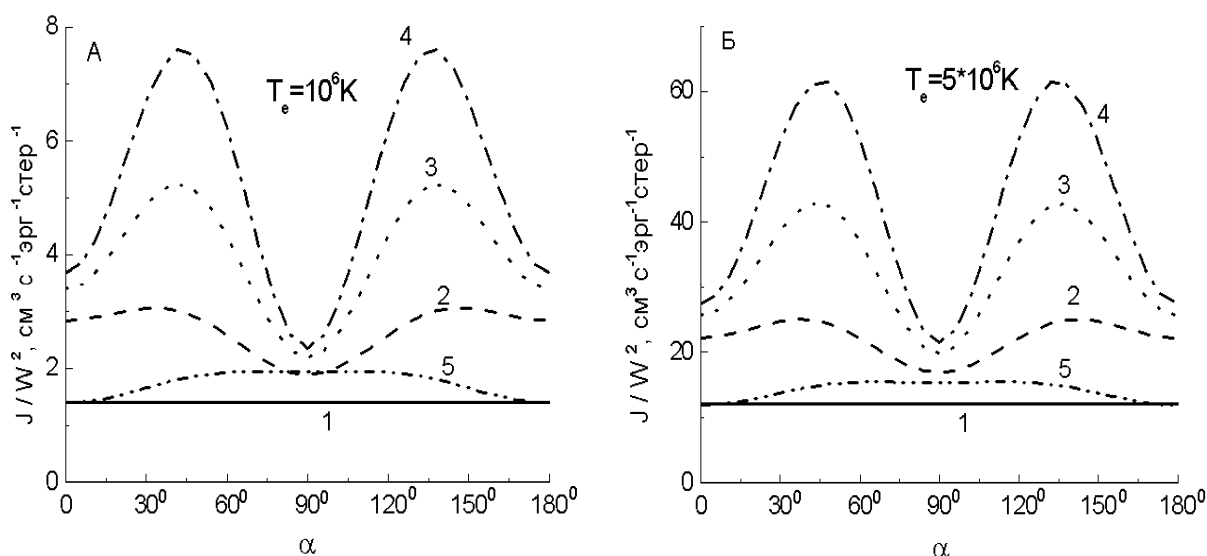


Рис. 1. Мощность излучения поперечных электромагнитных волн в плазме на двойной плазменной частоте; $J = \int Q_{\vec{k}} k^2 dk$.

Как видно из рисунка, увеличение анизотропии турбулентности приводит к резкой анизотропии поперечных электромагнитных волн, рождающихся при слиянии двух ленгмюровских плазмонов. При этом максимум излучения приходится на углы 30° – 45° по отношению к оси oz (угол наблюдения). В случае $\delta = 2$ мощность излучения под углом 90° в 1.8 раза меньше, чем под углом 30° . Для $\delta = 6$ отношение максимума мощности излучения к минимуму составляет 3.2 раза. Минимум радиоизлучения приходится на угол 90° . Такая анизотропия излучения может быть измерена в наблюдениях. Кривая 5 соответствует радиоизлучению для случая распре-

деления ленгмюровских плазмонов пропорционально $k^2 \sin^2 \vartheta$. При этом распределение также как и в первом случае нормировано на плотность энергии турбулентности. В этом случае максимум излучения приходится на диапазон углов 60° – 120° .

Рассмотрим теперь, как изменяется мощность излучения при изменении температуры плазмы. При увеличении температуры плазмы происходит рост интенсивности излучения (рис. 1b), при этом сохраняется анизотропия излучения. Также следует отметить, что увеличение концентрации плазмы приводит к понижению мощности радиоизлучения.

Заключение

В результате рассмотрения направленности поперечных электромагнитных волн, генерируемых в плазме ленгмюровской турбулентностью, показано, что угловое распределение поперечных электромагнитных волн сильно зависит от углового распределения плазменной турбулентности. Как и следовало ожидать, в случае изотропной турбулентности радиоизлучение генерируется изотропно. В случае если угловое распределение турбулентности пропорционально $\cos^\delta \vartheta$, максимум радиоизлучения приходится на углы наблюдения 30° – 45° . Если угловое распределение турбулентности пропорционально $\sin^2 \vartheta$, максимум излучения приходится на диапазон углов 60° – 120° . Такая анизотропия радиоизлучения может быть измерена при наблюдениях, что дает возможность сделать заключение о характере и источнике ленгмюровской турбулентности во вспышечной солнечной плазме.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. *Dmitriev P.B. et al.* // Solar System Research, 2006, V. 40, No. 2, pp. 142.
2. *Aschwanden M.* // Space Sci. Rev., 2002, V. 101, No 1–2, p. 227.
3. *Ratcliffe H. et al.* // A&A, 2014, 572, A111.
4. *Reid H., Ratcliffe H.* // Research in Astron. Astrophys, 2014, V. 14, I.7, p. 773
5. *Kontar E., Nindos A.* // Sol. Phys., 2018, V. 293, I. 6, article id. 90.
6. *Fleishman, G. et al.* // Astrophys. J., 2018, V. 867, I. 1, article id. 81, 1.
7. *Takasao S. et al.* // Astrophys. J., 2016, V. 828, 103.
8. *Цытович В.Н.* Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат. – 1971.
9. *Кудрявцев И.В., Кальтман Т.И.* / Сб. трудов XXII Всеросс. ежегод. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018», 2018, с. 255.
10. *Железняков В.В., Зайцев В.В.* // АЖ, 1970, 47, 60-75.
11. *Кудрявцев И.В.* / Сб. трудов XX Всеросс. ежегод. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», 2016, с. 175-178.

СВОЙСТВА ТИЛЬТА ГРУПП ПЯТЕН И ЗАКОН ДЖОЯ

**Кузанын К.М.^{1,2}, Сафиуллин Н.Т.^{1,3}, Клиорин Н.И.^{4,5},
Рогачевский И.^{4,5}, Поршневу С.В.³**

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым, Россия*

²*ИЗМИРАН, г. Москва, Россия*

³*Уральский федеральный университет, г. Екатеринбург, Россия*

⁴*Университет им. Бен-Гуриона в Негеве, Беэр-Шева, Израиль*

⁵*Nordita, KTH и Стокгольмский университет, Stockholm, Швеция*

LARGE SCALE PROPERTIES OF TILT OF SUNSPOT GROUPS AND JOY'S LAW

**Kuzanyan K.^{1,2}, Safiullin N.^{1,3}, Kleorin N.^{4,5},
Rogachevskii I.^{4,5}, Porshnev S.³**

¹*Crimean Astrophysical Observatory of Russian Academy of Sciences, Republic of Crimea,
Russia*

²*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Moscow, Russia*

³*Department of Information Technology and Automation, Ural Federal University,
Ekaterinburg, Russia*

⁴*Department of Mechanical Engineering, Ben-Gurion University, Beer-Sheva, Israel*

⁵*Nordita, KTH Royal Institute of Technology and Stockholm University, Stockholm, Sweden*

We present a physical mechanism of origin of sunspot tilt angles with formation of active regions below the solar photosphere, taking into account Coriolis force factors on large-scale super-granular convection. We estimate orders of magnitude of the tilt angles of sunspots and especially near the solar equator using the dynamo model based on the balance of the small-scale and large-scale magnetic helicities which also produces in details the sunspot activity over the last five solar cycles (since 1964). We present latitudinal dependence of the mean tilt on these five solar cycles and time-latitudinal diagrams over a limited range of latitudes and phases of the solar cycle.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-253-256

К числу основных закономерностей, которым подчиняются солнечные пятна, относится закон Джоя для пар ведущего и ведомого пятен. Этот закон проявляется в том, что угол наклона этих пар относительно солнечного экватора (тильт) имеет характерное различие по полушариям: ведущие пятна в обоих полушариях находятся, как правило, ближе к экватору, чем ведомые, что означает изменение знака тильта. Простейшее объяснение правила Джоя может быть связано с прямым воздействием сил Кориолиса на движущиеся магнитные трубки. На всех широтах, за исключением экваториальной зоны, это воздействие определяется параметром Кориолиса, который пропорционален синусу гелио-широты. Таким образом, в первом приближении можно ожидать, что закон Джоя также будет пропорци-

онален синусу гелио-широты. Тем не менее наблюдаются более сложные свойства крупномасштабного распределения тильта, которые можно рассматривать как отклонения закона Джоя. В данной работе мы показываем, что эти отклонения связаны с влиянием магнитных сил (сила Ампера), порождаемых крупномасштабным, главным образом тороидальным, магнитным полем. Наблюдения [3] показывают, что с одной стороны закон Джоя выполняется достаточно хорошо: тильт $\delta \propto \sin \varphi$ (φ – гелиографическая широта), а с другой – на низких широтах наблюдаются заметные отклонения от этого закона [4, 5]. Наконец, активные области малых размеров демонстрируют анти-джоевское поведение: $\delta \propto -\sin \varphi$ [6, 7]. В данной работе мы попытаемся дать теоретическое объяснение этим странностям в поведении тильта, используя результаты модели нелинейного динамо и элементарные соображения о закручивании полей активных областей силой Кориолиса.

В данной работе мы рассмотрим в качестве модели простую биполярную активную область, в которой расстояние между областями противоположной полярности составляет L , и существующую в верхней части супергрануляционной ячейки турбулентной конвекции глубиной $L/2$. Последнюю мы будем связывать с высотой равновесной фотосферы по плотности $L/2 \approx H_\rho = -[d \log \rho_0(r)/dr]^{-1}$, где ρ_0 – равновесная плотность солнечной плазмы на глубине формирования солнечных пятен $H = 10^9$ см = 10 Мм. Система уравнений, описывающих закрутку магнитных полей активной области: уравнение движения (уравнение Навье-Стокса), уравнение индукции и уравнение переноса энтропии в неупругом приближении имеет вид (см. [8]):

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\bar{\nabla} \left(\frac{\bar{P}}{\rho_0} + \frac{V^2}{2} + \frac{H^2}{8\pi\rho_0} \right) - \mathbf{g} S + \Lambda \frac{H^2}{8\pi\rho_0} + \frac{1}{4\pi\rho_0} (\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{H} + \mathbf{V} \times (2\boldsymbol{\Omega} + \mathbf{W}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = (\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{V} - (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{H} - \mathbf{H} (\mathbf{V} \cdot \Lambda) \quad (2)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) S = -\frac{\Omega_B^2}{g} V_z \quad (3)$$

$$\text{div}(\mathbf{V}) = \Lambda \cdot \mathbf{V} \equiv -\frac{\nabla \rho_0}{\rho_0} \cdot \mathbf{V} \quad (4)$$

где $\mathbf{V}, \mathbf{H}, S, \bar{P}$ – гидродинамическая скорость, магнитное поле, энтропия и давление плазмы активной области, соответственно. Здесь первый член в правой части (1.1) – сила полного давления, $-\mathbf{g} S$ и $\Lambda H^2/8\pi\rho_0$ – силы гидродинамической и магнитной плавучести соответственно, $(\mathbf{H} \cdot \nabla) \mathbf{H}/4\pi\rho_0$ – сила магнитных натяжений, $\mathbf{V} \times (2\boldsymbol{\Omega} + \mathbf{W})$ – обобщенная сила Кориолиса, включающая в себя не только регулярное вращение Солнца (звезды) $\boldsymbol{\Omega}$, но и локальную завихрённость течения $\mathbf{W} = \text{rot}(\mathbf{V})$, Ω_B^2 – квадрат частоты Брун-

та-Вайселла. Вычислим тильт, взяв rot от левой и правой части уравнения и спроецируем получившееся векторное уравнение на равновесное поле \mathbf{B} т.е. найдем $\delta_B = \delta \cdot \mathbf{B}/B$:

$$\frac{\partial^2 \delta_B}{\partial t^2} = 2 \left\{ \text{rot} \left[\left(\mathbf{u} + \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \times \mathbf{\Omega} \right] \right\}_B + (\mathbf{V}_A \cdot \nabla)^2 \delta_B . \quad (5)$$

Здесь нижний индекс обозначает проекцию на вектор магнитного поля \mathbf{B} . Это уравнение описывает скручивание поля под влиянием силы Кориолиса на конвективные течения. При определенных приближениях получим решение:

$$\delta = \frac{\tau_D^2}{2\pi} \text{rot}_r [\mathbf{u} \times \mathbf{\Omega}] \approx -\frac{(1+k)\tau_D^2}{\tau_F T_\odot} \left[\sin(\varphi) + \cos(\varphi) \left(\frac{\xi}{2(1+k)} - \frac{\tau_F}{R_\odot} \frac{\partial U_r}{\partial \varphi} \right) \right], \quad (6)$$

где $\tau_F = H_p/u_r$, ξ – случайная функция порядка единицы с нулевым средним $\langle \xi \rangle = 0$, гелиоцентрическая широта $\varphi = \pi/2 - \theta$ и T_\odot – период вращения Солнца.

Проведем оценки величины тильта в солнечном цикле для реалистичного магнитного поля, полученного в ранее разработанной модели нелинейного самосогласованного динамо, основанной на балансе спиральностей [9], которая была откалибрована по длительным рядам наблюдений солнечных пятен за последние пять циклов активности, начиная с 20-го солнечного цикла [10]. Мы будем использовать ее для расчета крупномасштабного магнитного поля Солнца. Используя (6), и усреднив по случайной функции ξ , получим следующее выражение для среднего тильта:

$$\delta^{(tot)} \approx -\delta_0 [\sin(\varphi) - C_1 \phi_1 \cos(\varphi)]. \quad (7)$$

Здесь $\delta_0 = 2\pi(1+k)\tau_D^2/\tau_F T_\odot$. Подробное описание расчета второго слагаемого приведено в [8]. Теперь мы можем рассчитать осредненные значения тильта в течение каждого из циклов 20–24, см. на рис. 1.

Итак, тильт-угол в первом приближении объясняется действием сил Кориолиса (анти-симметричных по широте), значительный вклад вносится за счет усредненного действия магнитных сил Ампера. Этот вклад имеет как симметричную по широте, так и анти-симметричную части, и он зависит от глобального магнитного поля на Солнце, которое меняется в течение полного магнитного 22-летнего солнечного цикла. При смене полярности в солнечном динамо каждые 11 лет меняется и эта симметричная по широте часть. Это приводит к тому, что вблизи экватора средний тильт может быть отличным от нуля, в четных циклах активности он как правило выше, чем в нечетных. Как показывают рисунки 3 и 4, значения тильта могут даже незначительно менять знак на отдельных фазах солнечного цикла и в определенном диапазоне широт, при этом по усреднении, не меняя в среднем общих закономерностей закона Джоя.

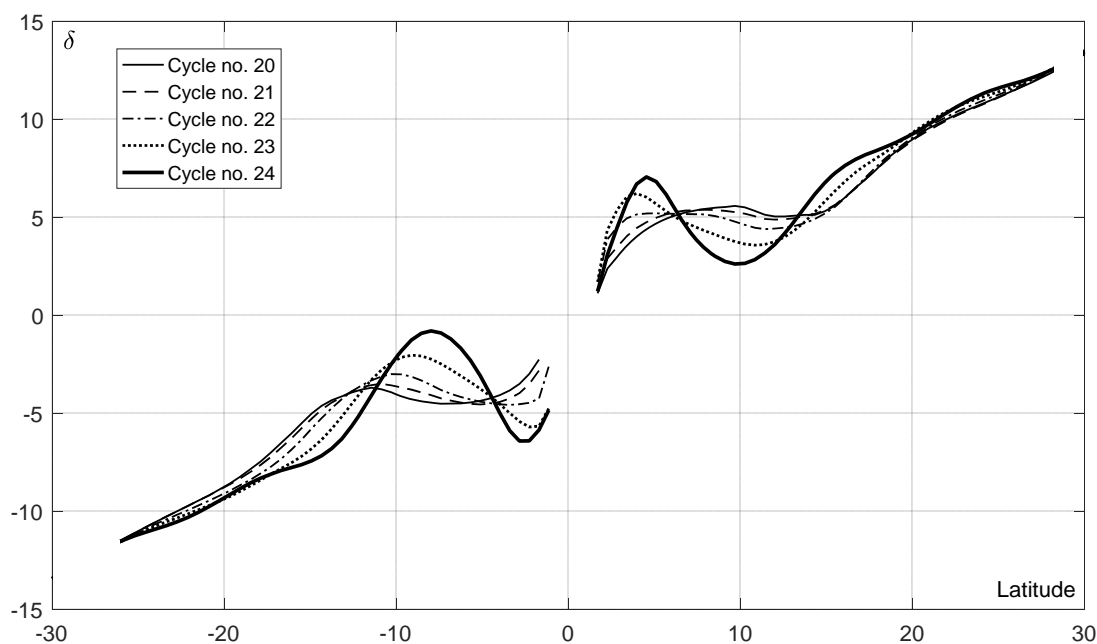


Рис. 1. Величины тильта, усредненного по отдельным циклам (20-й – 24-й), от широты вблизи экватора.

Исследования К.М. Кузаяна и Н.Т. Сафиуллина выполнены за счет гранта РНФ 18-12-00131 в КРАО РАН. Использование данных по магнитной спиральности поддержано грантом РФФИ 19-52-53045 ГФЕН_a.

Литература

1. *Babcock, H.W.* // *Astrophys. J.*, 1961, **133**, 572.
2. *Leighton, R.B.* // *Astrophys. J.*, 1969, **156**, 1.
3. *Kosovichev, A.G. and Stenflo, J.O.* // *Astrophys. J. Lett.*, 2008, **688(2)**, L115.
4. *Tlatova, K.A., Vasil'eva, V.V. and Pevtsov, A.A.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, **55(7)**, 896.
5. *Tlatova, K.A., Tlatov, A.G., Pevtsov, A., Mursula, K.* // *Solar Phys.*, 2018, **293**, 118.
6. *Tlatov, A., Illarionov, E., Sokoloff, D. and Pipin, V.* // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2013, **432**, 2975.
7. *Illarionov, E. and Tlatov, A. and Sokoloff, D.* // *Solar Phys.*, 2015, **290**, 351.
8. *Kuzanyan, K.M.; Safiullin, N.; Kleorin, N. et al.* // *Astrophysics*, 2019, **62**, Iss. 2, pp. 261-275.
9. *Safiullin N., Kleorin N., Porshnev S., et al.* // *J. Plasma Phys.*, 2018, **84**, 735840306.
10. *Kleorin Ya., Safiullin N., Kleorin N., et al.* // *Month. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2016, **460**, 3960.

МГД УДАРНЫЕ ВОЛНЫ И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Кузнецов В.Д., Осин А.И.
ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия

MHD SHOCK WAVES AND TURBULENCE IN COLLISIONLESS SOLAR WIND PLASMA

Kuznetsov V.D., Osin A.I.
IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia

A shock wave solution is presented for the 8-moment MHD approximation of the solar wind plasma. Parameter regions are determined for the compression and rarefaction waves as well as regions of stability and various directions of heat fluxes behind the shock front. Evolutionarity of shock waves is discussed for a plasma with heat fluxes when speeds of linear waves depend on the magnitude and direction of the heat flux.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-257-260

Введение

Бесстолкновительная плазма солнечного ветра, как показывают измерения на космических аппаратах [1–3], характеризуется температурной анизотропией (T_{\parallel} и T_{\perp}), а также наличием в ней тепловых потоков ($S_{\parallel}^{\parallel}$ и S_{\parallel}^{\perp}) и турбулентности. Описание ударных волн в такой плазме впервые предложено в [4] на основе 8-моментного МГД-приближения.

Решение для ударных волн

Для простейшего случая одномерной продольной ударной волны, распространяющейся вдоль магнитного поля, полученное в [4] решение имеет вид

$$\begin{aligned}\frac{\rho_2}{\rho_1} &= \frac{1}{Y}; \quad \frac{u_2}{u_1} = Y \\ \frac{p_{\parallel 2}}{p_{\parallel 1}} &= 1 + M_1^2 - M_1^2 Y \\ \kappa_{\parallel 1} \frac{S_{\parallel 2}^{\parallel}}{S_{\parallel 1}^{\parallel}} &= \kappa_{\parallel 1} + 3M_1 + M_1^3 - 3M_1(1 + M_1^2)Y + 2M_1^3 Y^2 \\ \frac{p_{\perp 2}}{p_{\perp 1}} &= \frac{1}{Y} \left[1 - 2\kappa_{\perp 1} \frac{M_1(1 - Y)}{N(M_1, \kappa_{\parallel 1})} \right]\end{aligned}$$

$$\frac{S_{\parallel 2}^{\perp}}{S_{\parallel 1}^{\perp}} = \frac{M_1^2 - 1}{N(M_1, \kappa_{\parallel 1})}$$

где $N(M_1, \kappa_{\parallel 1}) = 2M_1^2 Y - M_1^2 - 1$, а функция $Y = Y(M_1, \kappa_{\parallel 1})$ имеет вид

$$Y_{\pm} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2}{M_1^2} \right) \pm \sqrt{\frac{1}{12} + \frac{1}{2M_1^4} - \frac{2\kappa_{\parallel 1}}{3M_1^3}} = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2}{M_1^2} \right) \pm \sqrt{D}$$

и определяет две ударные волны – быструю (Y_+) и медленную волну (Y_-), отвечающие двум волнам малой амплитуды в плазме с тепловыми потоками [5–7]. Здесь были введены следующие определения для безразмерных параметров

$$Y = \frac{u_2}{u_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2}; \quad \alpha = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}}$$

$$a_{\parallel}^2 = \frac{p_{\parallel}}{\rho}; \quad a_{\perp}^2 = \frac{p_{\perp}}{\rho}; \quad M = \frac{u}{a_{\parallel}}$$

$$\kappa_{\parallel} = \frac{s_{\parallel}^{\parallel}}{p_{\parallel} a_{\parallel}} = \frac{s_{\parallel}^{\parallel}}{\rho a_{\parallel}^3}; \quad \kappa_{\perp} = \frac{s_{\parallel}^{\perp}}{p_{\perp} a_{\parallel}} = \frac{s_{\parallel}^{\perp}}{\rho a_{\perp}^2 a_{\parallel}}.$$

Определение κ_{\perp} здесь отличается от принятого в [4], что проявилось в отсутствии параметра анизотропии α в выражении для $p_{\perp 2}/p_{\perp 1}$.

Функция $Y = Y(M_1, \kappa_{\parallel 1})$ определяет на плоскости параметров $(M_1, \kappa_{\parallel 1})$ области сжатия ($Y_{\pm} < 1$) и разрешения ($Y_{\pm} > 1$) (см. рис. 1).

Турбулентность

Наличие в плазме теплового потока $S_{\parallel}^{\parallel}$, как установлено в [5, 7], приводит к потоковой неустойчивости при $|\kappa_{\parallel}| > \kappa_{\parallel}^* = \sqrt{2(\sqrt{2} - 1)} \approx 0,91$, что необходимо учитывать при рассмотрении ударных волн. Одновременное выполнение условий $|\kappa_{\parallel 1}| < \kappa_{\parallel}^*$ и $|\kappa_{\parallel 2}| < \kappa_{\parallel}^*$, где $\kappa_{\parallel 2}$ (за фронтом ударной волны):

$$\kappa_{\parallel 2}(M_1, \kappa_{\parallel 1}) = \frac{\kappa_{\parallel 1} + 3M_1 + M_1^3 - 3M_1(1 + M_1^2)Y + 2M_1^3 Y^2}{\sqrt{Y}(1 + M_1^2 - M_1^2 Y)^{\frac{3}{2}}} \quad (1)$$

определяет на плоскости параметров $(M_1, \kappa_{\parallel 1})$ области устойчивости (заштрихованы на рис. 1, 2). Таким образом, обе ударные волны (быстрая и медленная), распространяясь по устойчивой среде ($|\kappa_{\parallel 1}| < \kappa_{\parallel}^*$ перед фронтом), могут приводить к потоковой неустойчивости ($|\kappa_{\parallel 2}| > \kappa_{\parallel}^*$) и турбулентности за фронтом ударной волны. Как можно видеть, условие $|\kappa_{\parallel 2}| > \kappa_{\parallel}^*$ может выполняться даже при нулевом тепловом потоке перед фронтом ударной волны.

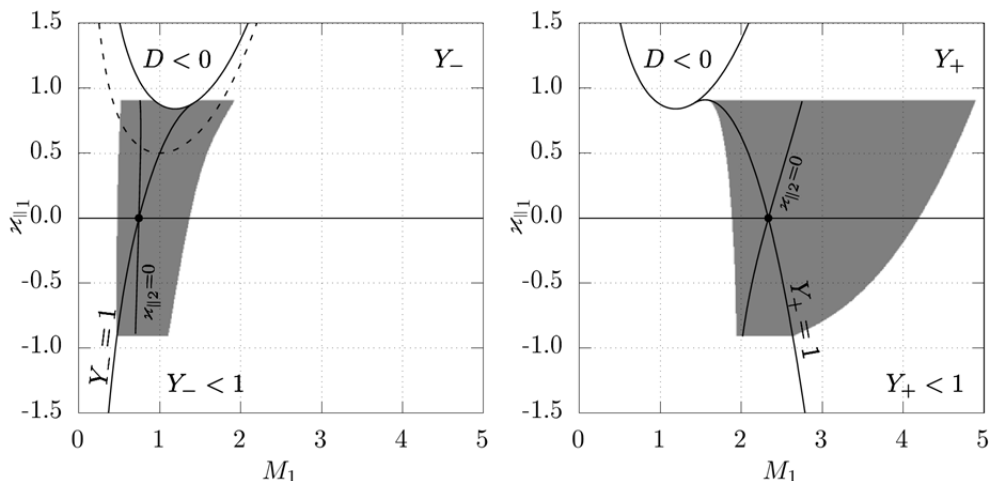


Рис. 1. Для быстрой (Y_+) и медленной (Y_-) ударных волн показаны кривые $Y_{\pm} = 1$, области сжатия ($Y_{\pm} < 1$) и разрежения ($Y_{\pm} > 1$). Заштрихованы области параметров $(M_1, \kappa_{\parallel 1})$, для которых имеет место устойчивость плазмы перед фронтом ударной волны и за ним.

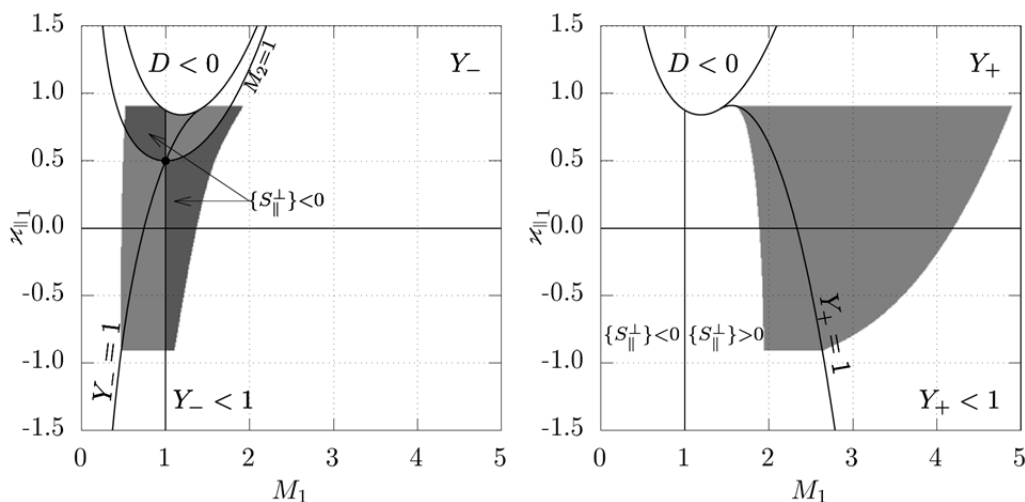


Рис. 2. Поток поперечной тепловой энергии вдоль магнитного поля.

Тепловые потоки

Из формулы (1) для $\kappa_{\parallel 2}(M_1, \kappa_{\parallel 1})$ на плоскости параметров $(M_1, \kappa_{\parallel 1})$ можно определить величину и направление теплового потока $S_{\parallel 2}^{\parallel}$ за фронтом ударной волны. Для каждой ударной волны три кривые: $\kappa_{\parallel 1} = 0$, $\kappa_{\parallel 2} = 0$ и $Y_{\pm} = 1$ на плоскости параметров $(M_1, \kappa_{\parallel 1})$ пересекаются в одной точке, разбивая область устойчивости плазмы перед и за фронтом на физически разные подобласти – на подобласти сжатия ($Y_{\pm} < 1$) и разрежения ($Y_{\pm} > 1$), со сменой направления (знака) теплового потока $S_{\parallel 2}^{\parallel}$ и без смены знака за фронтом ударной волны. Знак теплового потока за фронтом положителен для точек правее кривой $\kappa_{\parallel 2} = 0$ для Y_- и левее этой кривой для Y_+

Аналогичный анализ может быть выполнен для теплового потока $S_{\parallel 2}^{\perp}$ (см. рис. 2). В этом случае кривыми, разделяющими область параметров $(M_1, \kappa_{\parallel 1})$, являются кривые $M_1 = 1$ и $N(M_1, \kappa_{\parallel 1}) = 0$ ($M_2 = u_2/a_{\parallel 2} = 1$, только для Y_-), где a_{\parallel} - скорость тепловой волны (несжимаемой волны малой амплитуды).

Эволюционность ударных волн

Помимо требования устойчивости состояния плазмы по обе стороны фронта ударных волн необходимо изучить вопрос эволюционности полученных решений. Эволюционность разрыва согласно методу Ландау [8] может быть определена путем подсчета числа волн, уходящих от фронта ударной волны, и исходя из числа уравнений, определяющих граничные условия на разрыве [4]. Условия, дающие нужное число уходящих волн и определяют область значений параметров $(M_1, \kappa_{\parallel 1})$, для которых имеет место эволюционность разрыва. Анализ эволюционности будет представлен в отдельной работе.

Литература

1. *Matteini L. et al.* // Geophys. Res. Lett., 2007, **34**, L20105.
2. *Stansby D. et al.* // Solar Phys., 2018, **293**, 155.
3. *Demars H.G., Schunk R.W.* // Planet Space Sci, 1990, **38**, 1091.
4. *Kuznetsov V.D., Osin A.I.* // Physics Letters, 2018, **A382**, 2052.
5. *Namikawa T., Hamabata H.J.* // Plasma Phys., 1981, **26** (1), 95.
6. *Захаров В.Ю.* / в сб. Вопросы магнитной гидродинамики без столкновений в сильном магнитном поле. – М.: МГУ, 1988. – с. 48.
7. *Кузнецов В.Д., Джалилов Н.С.* // Физика плазмы, 2009, **35** (11), 1041.
8. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Гидродинамика. – М.: Наука, 1986.

ТЕСТИРОВАНИЕ МЕТОДОВ РАСПОЗНАВАНИЯ КПП С НЕСТАЦИОНАРНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Куприянова Е.Г.¹, Кальтман Т.И.², Брумолл А.-М.³, Мехта Т.³

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

²Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

³Университет г. Варвик, Ковентри, Великобритания

TESTING OF METHODS OF RECOGNITION OF QPP WITH NON-STATIONARY PARAMETERS

Kupriyanova E.G.¹, Kaltman T.I.², Broomhall A.-M.³, Mehta T.³

¹Pulkovo observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

²SAO RAS, St. Petersburg, Russia

³University of Warwick, Coventry, UK

An important role of quasi-periodic pulsations (QPPs) frequently observed in solar and stellar flare emission in the diagnosis of flare processes is generally accepted now. The principal task is to recognize the significant QPPs, hidden in the time profiles. Following standard statistical methods are usually used for this purpose: autocorrelation analysis, Fourier periodogram, wavelet analysis. In most cases, the usage of such methods is justified, since the period of most of the QPPs found remains almost constant. However, in recent years, the indications have been found of QPPs with non-stationary, i.e. significantly changing in time, parameters. Analysis of such QPPs by standard methods leads to the appearance of artifacts. The empirical mode decomposition (EMD) method, which does not have basic periodic functions, is better suited for the analysis of such QPPs. However, each of the mentioned methods has its advantages and disadvantages. In this paper, we present first results of a statistical testing of the Fourier periodogram and EMD methods based on a large sample of the synthetic time profiles.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-261-264

Введение

В настоящее время общепризнана роль квазипериодических пульсаций (КПП) излучения солнечных и звёздных вспышек в диагностике вспышечных процессов. Не представляет сомнений, что результаты диагностики напрямую зависят от того, насколько правильно мы оценим статистическую значимость КПП и их параметры (период, амплитуда, фаза). Для распознавания и анализа КПП обычно применяются стандартные статистические методы: автокорреляционный анализ, периодограмма Фурье, вейвлет-анализ. В большинстве случаев применение таких методов оправдано, поскольку период большинства найденных КПП сохраняется почти постоянным. Однако в последнее время стали появляться указания на КПП с нестационарными, т.е. заметно меняющимися во времени, параметрами.

Постановка задачи

Согласно наблюдениям, мы выделяем два семейства КПП, которые могут привести к нестационарности параметров КПП во временных профилях. К первому семейству мы относим мультипериодические КПП, где нестационарность является результатом суперпозиции нескольких периодических компонент. Второе семейство формируют КПП, у которых временные вариации параметров связаны с временными вариациями физического процесса, вызывающего эти КПП.

Анализ перечисленных КПП при помощи упомянутых выше стандартных методов приводит к появлению артефактов. Так, в работе [1] показано, что суперпозиция КПП с близкими периодами приводит к эффекту биений, когда на вейвлет-спектре вместо двух полос, соответствующих двум периодам, видна одна прерывающаяся полоса. Это затрудняет определение истинных периодов и локализацию во времени. Метод разложения по эмпирическим ортогональным модам (EMD), не имеющий базовых периодических функций, лучше подходит для анализа КПП с меняющимися параметрами [2]. Тем не менее, его эффективность в случае мультипериодических КПП с близкими периодами до сих пор не анализировалась.

В данной статье проводится предварительный анализ первого семейства КПП, моделируемого суммой двух периодических компонент с фазовым сдвигом. Мы представляем результаты предварительного тестирования четырех методов: периодограммы Фурье полного ряда, периодограммы Фурье ряда без тренда, вейвлет-преобразования, метода EMD. Тестирование проведено на основе выборки из 600 синтетических временных профилей. Цель работы заключается в анализе эффективности этих методов в случаях КПП с близкими периодами (частотами).

Синтетические временные профили

Выборка временных профилей задается рядами на равномерной временной сетке с шагом по времени $\Delta t = 1$ с и длиной ряда $N = 300$ точек. Каждый временной ряд состоит из трех компонент: медленно меняющегося низкочастотного тренда (F_{trend}), шума (F_n) и КПП ($F_{\text{КПП}}$). Вся выборка состоит из 600 рядов и формируется за счет вариаций параметров компонент и их комбинаций.

Вспышечный тренд (F_{trend}) задается гауссовой функцией с амплитудой равной 1 и дисперсией σ . Проводится анализ фазы спада, начинающейся в максимуме. Мы выбрали два значения дисперсии, обеспечивающие более резкий и более плавный спад гауссовой функции: $\sigma = 60$ с и $\sigma = 90$ с.

Периодический сигнал ($F_{\text{КПП}}$) задан в виде суммы двух компонент: $F_{\text{КПП1}} = S \cos(2\pi t/P_1)$, $F_{\text{КПП2}} = S \cos(2\pi t/P_2 + \varphi)$. Здесь S – амплитуда сигнала ($S = 0.1$ и $S = 0.2$), $P_1 = 1/f_1$ и $P_2 = 1/f_2$ – периоды; φ – фаза, представляющая собой случайную величину, равномерно распределенную в интервале $[-3, 3]$. Отметим, что данные компоненты заданы не на всём временном

интервале N , а содержат только ограниченное количество полных периодов Q . Согласно [3], число периодов пульсаций излучения 29 солнечных вспышек, произведенных одной активной областью, колеблется от 2 до 10. Поэтому мы рассмотрели три варианта: $Q = 3$, $Q = 6$, $Q = 10$.

Множество периодов P_1 и P_2 формируется исходя из следующих соображений. Фиксируется массив частот f_1 , состоящий из пяти элементов, значения которых равномерно распределены в пределах от $f_{\min} = 0.34$ (период 29.4 с) до $f_{\max} = 0.25$ (период 4 с). Далее задается массив разностей $\Delta f = f_2 - f_1$. Если рассмотреть Фурье-периодограмму, то две периодические компоненты представляют собой два значимых пика на частотах $f_1 = 1/P_1$ и $f_2 = 1/P_2$. Мы считаем, что наиболее близко расположенные отдельные пики представлены на периодограмме пятью точками, т.е. минимальное расстояние между двумя пиками равно $2 df$, где df – частотное разрешение Фурье-сетки частот. Однако, наличие шума и конечность временного ряда приводят к уширению пиков. Поэтому в качестве минимального расстояния между двумя компонентами мы установили значение $\Delta f_{\min} = 4 df$, а массив расстояний определили как кратное этому значению $\Delta f = [4 df, 8 df, 12 df, 16 df, 20 df]$. Двумерный массив частот f_2 , состоящий из 25 значений, получается сложением вектора Δf и каждого элемента f_1 .

Шумовая компонента (F_n) представляет собой суперпозицию высоко-частотного белого (F_{WN}) и коррелированного красного (F_{RN}) шумов, $F_n = F_{WN} + F_{RN}$. Белый шум представляется собой временной ряд случайных величин, равномерно распределенных в интервале $[-N, N]$. Значение N выбрано, исходя из выбранного значения отношения сигнала к шуму $S/N = 5; 10$. Каждой модели M_i соответствует свой уникальный шумовой ряд $F_{WN i}$, на основе которого строится временной ряд красного шума $F_{RN i}$. Фурье спектр красного шума для каждой частоте Фурье-сетки частот (f_j) вычисляется по формуле $F_{WN ij} / f_j$ частоты, где $j = 0..m-1$, m – число Фурье-частот. К полученному таким образом спектру применяется обратное преобразование Фурье, а восстановленный временной ряд является красным шумовым сигналом F_{RN} .

Окончательный временной ряд, входящий в базу синтетических временных профилей, задается в виде суммы всех компонент: $F = F_{\text{trend}} + F_n + F_{\text{КПП}}$. Временной профиль нормируется на максимум: $F = F / \max(F)$.

Результаты

Предварительное тестирование методов на синтетических временных рядах показало, Фурье-методы оказались чувствительнее методов EMD и вейвлет, разделяя компоненты на меньшем расстоянии Δf .

На рис. 1 и рис. 2 приведены примеры спектрально разрешенных и спектрально неразрешенных компонент.

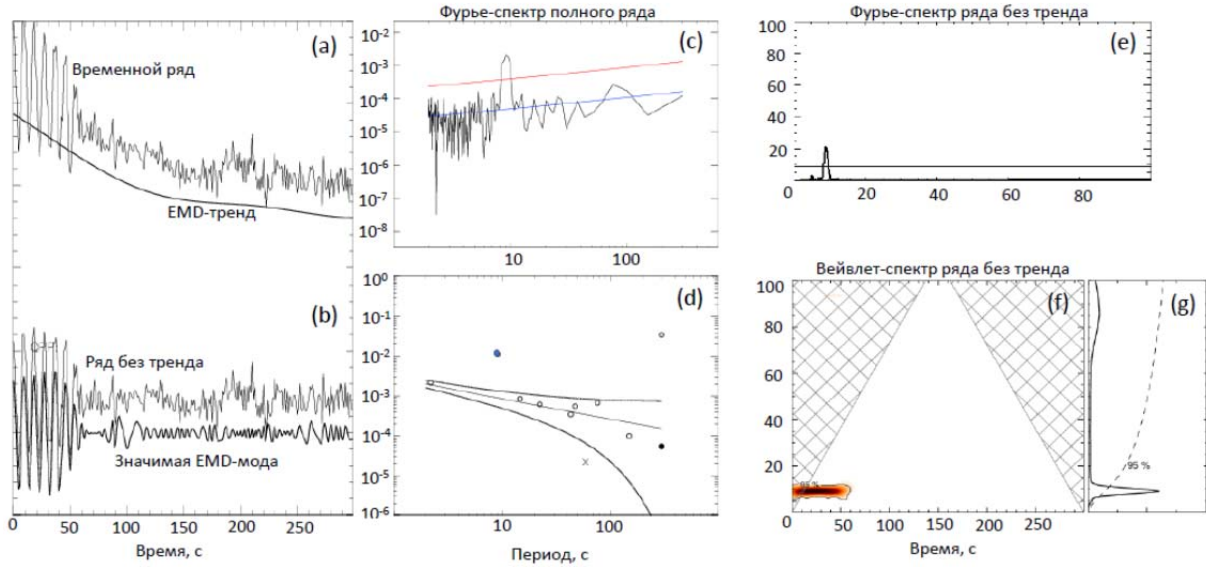


Рис. 1. Результаты для модели с входными параметрами: $f_1 = 0.109$, $f_2 = 0.111$, $\Delta f = 0.003$, $Q = 6$, $S/N = 10$, $S = 0.3$, $\sigma = 60$. (a) Синтетический временной ряд и его EMD-тренд. (b) Ряд без тренда и значимая EMD-мода. (c) Фурье-спектр полного ряда с трендом. (d) EMD-спектр полного ряда. Значимая компонента показана закрашенным кружком. (e) Фурье-спектр ряда без тренда. (f) Вейвлет-спектр и (g) глобальный вейвлет-спектр ряда без тренда.

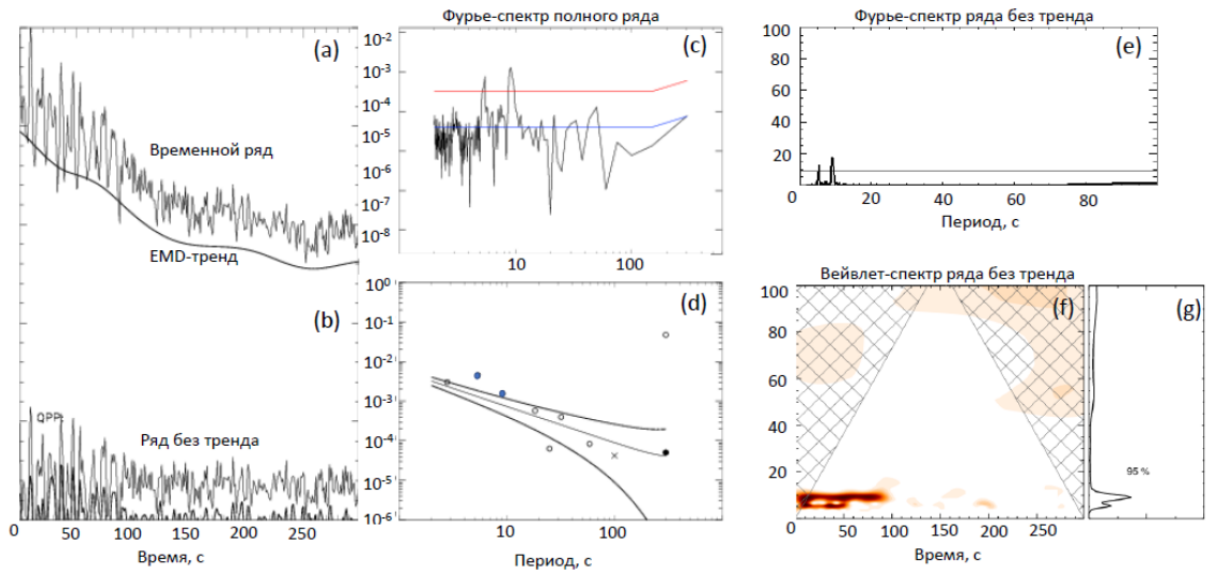


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для входных параметров: $f_1 = 0.109$, $f_2 = 0.186$, $\Delta f = 0.077$, $Q = 10$, $S/N = 10$, $S = 0.3$, $\sigma = 60$.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-52-10001 Ко-а.

Литература

1. Kupriyanova et al. // Sol. Phys., 2013, V. 284, I. 2, p 559.
2. Broomhall et al. // Astrophys. J. Suppl. Ser., 2019, accepted.
3. Nakariakov et al. // Plasma Phys. Control. Fus., 2019, v. 61, id. 014024.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР С РАЗЛИЧНЫМ МАГНИТНЫМ ПОТОКОМ

Куценко А.С.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

DIFFERENTIAL ROTATION OF MAGNETIC STRUCTURES WITH DIFFERENT TOTAL UNSIGNED MAGNETIC FLUX

Kutsenko A.S.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Data on longitudinal magnetic field provided by SDO/HMI were used to derive the rotation rate of magnetic tracers with different total unsigned magnetic flux. Flux-weighted center coordinates of magnetic tracers were converted to Stonyhurst heliographic coordinates. Rotation rates were derived as a linear fit of the longitude vs. time curve. In all, 820 tracers were analyzed. We found that (i) rotation rate distribution shows a significant scatter; (ii) magnetic tracers with higher maximal total unsigned magnetic flux tend to rotate slower; (iii) unipolar tracers tend to rotate slower as well regardless of their comparatively weak total unsigned flux. Combining these results with that provided by helioseismology one can assume that strong magnetic tracers and unipolar spots are anchored deeper in the convection zone.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-265-268

Введение

Выделяют три основных метода для измерения дифференциального вращения Солнца [1]. Первый заключается в измерении доплеровского смещения спектральных линий. Вторым методом – использование аппарата гелиосейсмологии, что позволило, в частности, определить как изменяется скорость дифференциального вращения внутри конвективной зоны Солнца. Еще один метод – непосредственное измерение скорости вращения неких трассеров, различимых на изображениях Солнца. Такими трассерами могут быть, например, солнечные пятна, корональные яркие точки, факелы. Разные трассеры показывают разную скорость вращения, что может быть связано с высотой (глубиной) формирования трассера. Цель данной работы – сопоставить скорость дифференциального вращения магнитных структур в фотосфере с их полным магнитным потоком, что может дать информацию о глубине формирования этих структур.

Данные и методы

В работе в качестве исходных данных использовались магнитограммы полного диска продольного поля, полученные инструментом Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) орбитальной обсерватории Solar Dynamics Observatory (SDO) [2]. На магнитограммах вручную выделялись магнитные трассеры – активные и эфемерные области. Для каждого трассера опреде-

лялось положение его средневзвешенного центра по пикселям с абсолютной плотностью магнитного потока более 600 Mx cm^{-1} в координатах пикселей магнитограммы. С помощью библиотек SolarSoft/World Coordinate System среды IDL положение средневзвешенного центра переводилось в гелиографические координаты (Stonyhurst Heliographic). Как пример, на рис. 1 серая сплошная кривая показывает изменение гелиографической долготы АО NOAA 11066 со временем. Черная сплошная кривая на рис. 1 – полный магнитный поток трассера. Полный магнитный поток вычислялся как сумма абсолютных плотностей потоков в пикселях трассера, умноженная на площадь пикселя. Суммирование проводилось только по пикселям, плотность потока в которых превышала по модулю 18 Mx cm^{-1} . Для уменьшения эффекта проекции проводилась предварительная μ -коррекция магнитограмм (например, [3]).

Угловая скорость вращения магнитной структуры определялась как наклон прямой, аппроксимирующей зависимость долготы средневзвешенного центра трассера от времени (черная штриховая прямая на рис. 1). Для уменьшения неопределенностей измерений, аппроксимация проводилась для интервала времени от момента достижения максимального магнитного потока до уменьшения магнитного потока приблизительно в два раза по сравнению с максимальным (штриховые вертикальные серые линии на рис. 1).

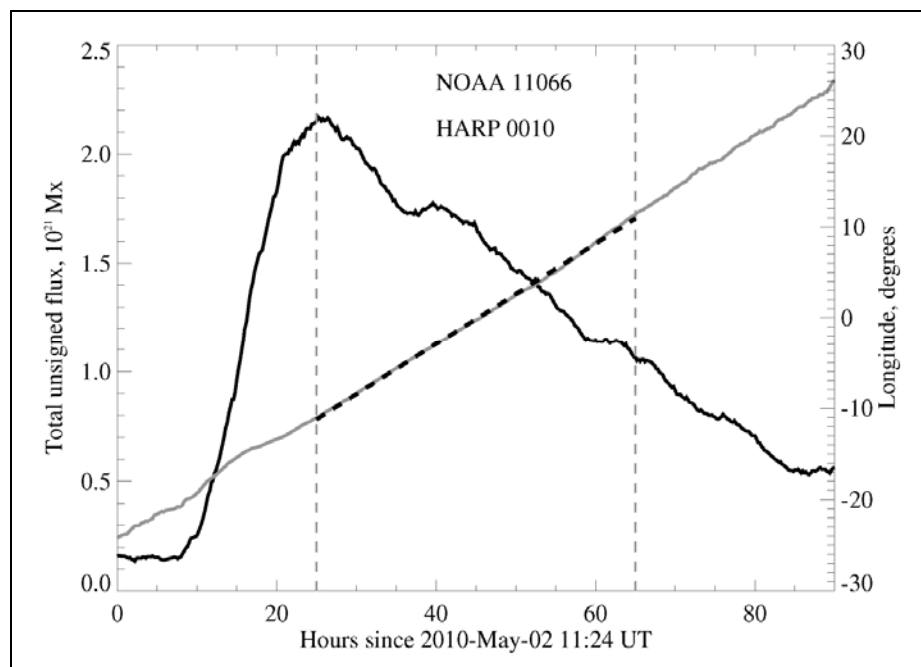


Рис. 1.

Результаты

В общей сложности в работе измерены скорости вращения 820 трассеров с максимальным полным магнитным потоком от 0.5×10^{21} Мкс до

1×10^{23} Мкс, наблюдавшихся с 2010 по 2015 гг. Скорости вращения в зависимости от широты для всех трассеров показаны на рис. 2. Размер кружка на рисунке пропорционален максимальному полному магнитному потоку. Черная сплошная линия на рис. 2 показывает эмпирическую зависимость скорости дифференциального вращения от широты

$$\omega(\varphi) = A + B\sin^2\varphi + C\sin^4\varphi \quad (1)$$

где φ – гелиографическая широта, $A = 14.307$, $B = -1.98$, $C = -2.15$ – коэффициенты, измеряющиеся в градусах/день и полученные в работе [4].

Из визуального анализа рис. 2 видно, наблюдается большой разброс значений скорости вращения для различных трассеров. Кроме того, можно заметить, что магнитные структуры с большим магнитным потоком имеют тенденцию вращаться медленнее. Более тщательный анализ (не приведен здесь) показанного распределения математическими методами подтверждает этот вывод.

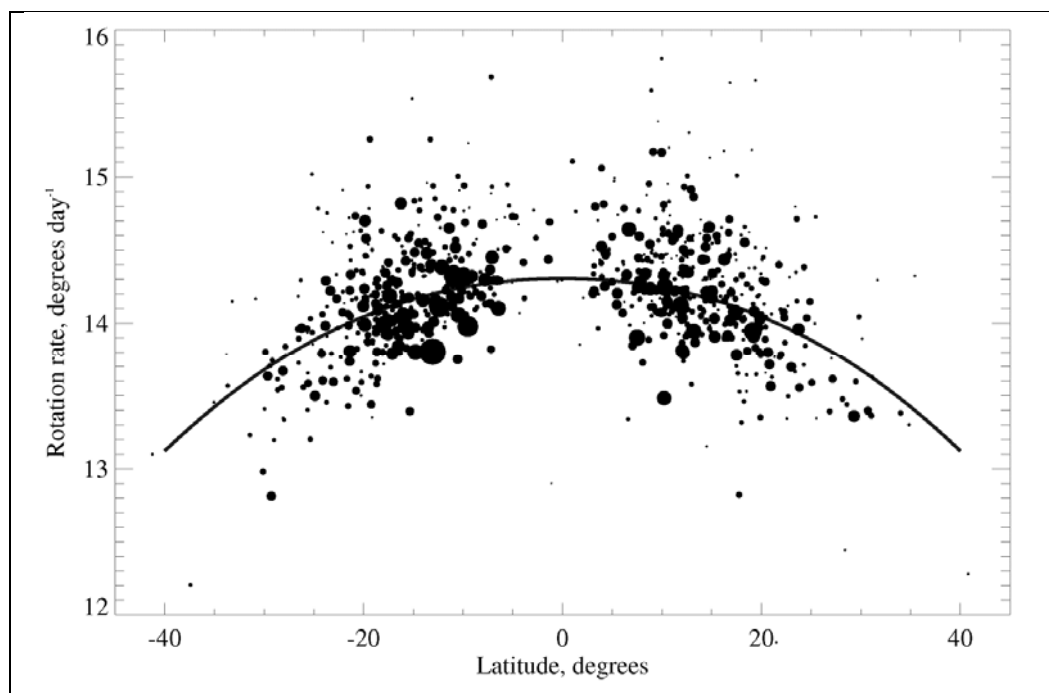


Рис. 2.

Для каждого трассера также использовалась информация о конфигурации магнитного поля в нем – класс Хейла. Все трассеры были разделены на униполярные пятна, диполи (β -конфигурация) и более сложные структуры ($\beta\gamma$ - и γ -конфигурации). Наиболее интересным представляются результаты для скорости вращения униполярных пятен. На рис. 3 показано распределение, аналогичное рис. 2, только все трассеры, кроме униполярных пятен, показаны серым цветом. Видно, что, хотя униполярные пятна показывают небольшой максимальный магнитный поток, скорость их вращения в среднем ниже, чем у других трассеров.

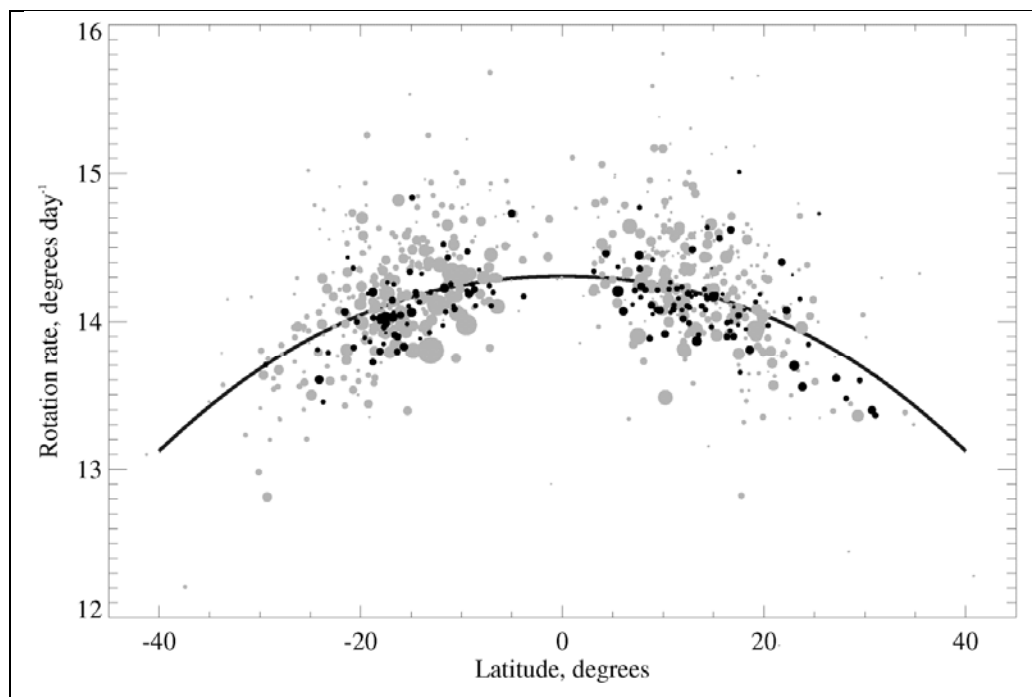


Рис. 3.

Выводы

Используя данные инструмента SDO/HMI, мы измерили скорости дифференциального вращения магнитных структур на Солнце с различным магнитным потоком. Было установлено, что магнитные трассеры с большим потоком имеют тенденцию вращаться медленнее по сравнению с более «слабыми» структурами. Предполагая, что скорость вращения магнитной структуры определяется скоростью вращения ее «корней», и учитывая данные гелиосейсмологии, можно объяснить наблюдаемые закономерности более глубоким «укоренением» крупных магнитных структур.

Особняком стоят униполярные области, которые, хоть и не показывают большой магнитный поток, также в среднем вращаются медленнее остальных магнитных трассеров. Возможно, данный факт также объясняется большой глубиной укоренения униполярных образований, что может являться одной из причин их существования.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ 18-12-00131.

Литература

1. Beck J.G. // Sol. Phys., 1999, 191, 47.
2. Schou J., Scherrer P.H., Bush R.I. et al. // Sol. Phys., 2012, 275, 229.
3. Leka K.D., Barnes G., Wagner E.L. // Sol. Phys., 2017, 292, 36.
4. Snodgrass H.B. // ApJ, 1983, 270, 288.

СПЕКТРЫ МОЩНОСТИ ЗАТУХАЮЩИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Куценко О.К., Куценко А.С., Абраменко В.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

MAGNETIC POWER SPECTRA OF DECAYING ACTIVE REGIONS

Kutsenko O.K., Kutsenko A.S., Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Magnetic fields of decaying NOAA active regions 11066, 12640, 12722 were analyzed by power spectra techniques. Power spectra of radial component of magnetic field were calculated to study energy interplay between different spatial scales. We found that magnetic energy loss in decaying active regions occurs predominantly at scales larger than 6 Mm. Direct cascade was observed occasionally. Power spectra index α – the slope of the power spectra – demonstrated slow monotonic increase from values of about $-5/2$ to -1 during active region dissipation. Dynamic regime of spectral index value during emergence of an active region differs dramatically from that during active region decaying.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-269-272

Введение

Исследование активных областей и их эволюции является важным вопросом солнечной физики. Спектры мощности магнитного поля являются удобным инструментом для исследования турбулентной природы активной области. Существует несколько моделей, описывающих диссипацию магнитного потока в активных областях. Согласно одной из них [1, 2], малые движущиеся магнитные образования отщепляются от крупных структур и выводят магнитную энергию за пределы активной области. Эта модель соответствует так называемому прямому каскаду, когда энергия крупных областей переходит в энергию меньших и т.д. Данная работа посвящена попытке обнаружить подобный способ эволюции активной области методами спектров мощности магнитного поля.

Данные и методы

В настоящей работе использовались наблюдения инструмента Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) космической обсерватории Solar Dynamic Observatory (SDO).

Для расчета спектров мощности использовался метод, предложенный в [3]. Вкратце, вначале вычислялся квадрат преобразования Фурье от двумерной магнитограммы. В результате получался двумерный спектр магнитного поля в координатах волновых чисел с мощностью, сконцентрированной в центре координат. Одномерный спектр мощности вычислялся пу-

тем интегрирования двумерного по «тонким кольцам» с центром в начале координат. Спектральный индекс α определялся как наклон спектра мощности, построенного в логарифмической шкале по волновым числам и мощности. Для расчета выбирался линейный участок (2,5–10 Мм). Также была вычислена разность энергий между последовательными спектрами, что позволило проанализировать временное изменение энергии на разных пространственных масштабах.

Сравнительный анализ спектров мощности, рассчитанных для радиальной и продольной компонент магнитного поля

В нашей предыдущей работе [4] анализировались активные области, наблюдавшиеся в течение трех-четырех дней в пределах 30 гелиографических градусов от центрального меридиана. Это позволяло минимизировать эффект проекции и использовать для расчетов продольную компоненту магнитного поля. Однако, активные области затухают на временном интервале более трех дней, поэтому необходимы исследования на большем временном и пространственном интервале. Следовательно, необходимо разработать метод, который позволяет оценивать спектр мощности для областей, находящихся, в том числе, на большом удалении от центра диска. В данной работе мы решили использовать радиальную компоненту магнитного поля, которая получается при измерении полного вектора поля. Однако, для нее шумы больше. Поэтому первый этап работы посвящен сравнительному анализу спектров мощности магнитного поля, рассчитанных для радиальной и продольной его составляющих.

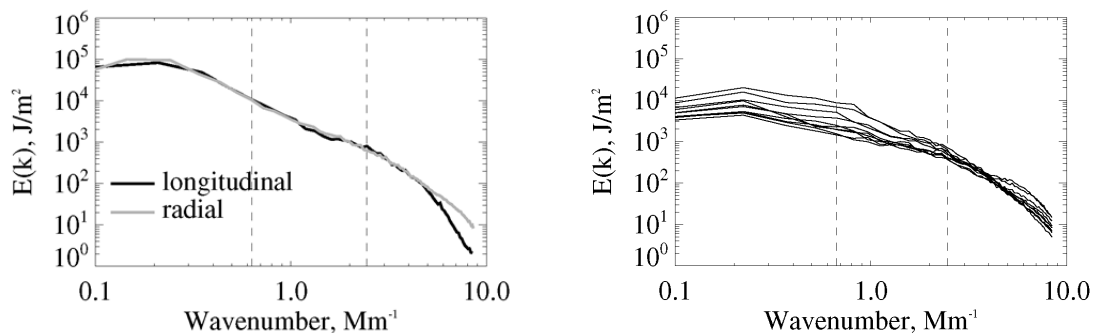


Рис. 1. Слева: спектры мощности, рассчитанные для продольной компоненты магнитного поля (черный цвет) и радиальной компоненты магнитного поля (серый цвет) активной области NOAA 11076. Справа: спектры мощности затухающей активной области NOAA 11066. Пунктирными линиями обозначен линейный участок (2,5 – 10 Мм), используемый для расчетов.

Как можно увидеть на рис. 1 (слева), для радиальной составляющей отсутствует завал на малых масштабах (больших волновых числах), что можно объяснить большими шумами в этом диапазоне. На участке, используемом для расчетов (между пунктирными линиями), спектры мощности совпадают. Отсюда можно сделать вывод, что в районе 30–35 градусов

от центра диска можно использовать радиальную компоненту вместо продольной. Далее для того, чтобы расширить временной и пространственный диапазон, в качестве рабочей гипотезы мы решили использовать радиальную компоненту и за пределами упомянутых ограничений, считая, что спектр считается надежно.

Спектры мощности затухающих областей

На следующем этапе работы проводился анализ затухающих активных областей. Были выбраны 3 активные области: NOAA 11066, NOAA 12640, NOAA 12722. На рис. 1 (справа) представлены спектры мощности для области NOAA 11066, для двух остальных картина аналогична. Здесь показано, что диссипация активных областей сопровождается уменьшением энергии и уменьшением наклона спектров, причем, преимущественно это происходит на больших масштабах (малых волновых числах).

Далее была предпринята попытка обнаружить прямой каскад в процессе затухания. Для этого были проанализированы графики разности энергий между последовательными спектрами. В случае прямого каскада, должно наблюдаться одновременное уменьшение энергии на больших масштабах и прирост энергии на малых масштабах. На рисунках это должно выглядеть как отрицательные значения на малых волновых числах (больших масштабах) и положительные значения на больших волновых числах (малых масштабах). Однако анализ данных показал другую картину. В основном, имеет место уменьшение энергии на больших масштабах, более 6 Мм (рис. 2, справа). Эпизодически имели место кратковременные свидетельства прямого каскада (рис. 2, слева), но этот способ не является основным способом эволюции активной области. Очевидно, упомянутый ранее способ диссипации активной области, когда магнитная энергия уносится из больших структур малыми подвижными магнитными фракциями, имеет место, однако не является основным механизмом уменьшения энергии в активной области.

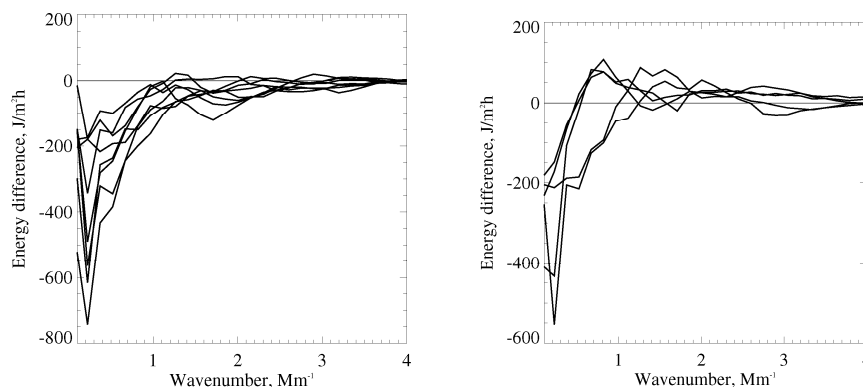


Рис. 2. Разности между последовательными спектрами затухающей активной области NOAA 11066. Слева: уменьшение энергии на больших масштабах, справа: свидетельства прямого каскада.

На заключительном этапе работы проводился анализ изменений показателя спектра мощности α . На рис. 3 можно увидеть, что при распаде области уменьшение полного потока энергии сопровождается плавным уменьшением по модулю спектрального показателя α . Эта картина была одинакова для всех исследуемых активных областей. Причем, если вспытие активной области сопровождается резким скачком значения спектрального индекса [4], то диссипация происходит в совсем другом динамическом режиме – гораздо более медленно и плавно.

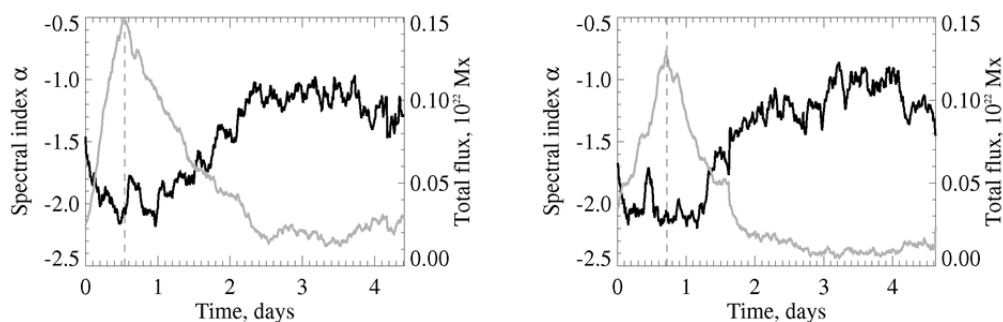


Рис. 3. Изменение полного магнитного потока (серый цвет) и показателя спектра α (черный цвет) на протяжении эволюции активных областей NOAA 11066 (слева) и NOAA 12722 (справа).

Эти данные согласуются с другими исследованиями диссипации активных областей. Например, в [5] было показано, что магнитный поток, демонстрировал резкое возрастание при вспытии и плавное монотонное убывание при затухании.

Выводы

Уменьшение энергии в затухающих активных областях происходит преимущественно на больших масштабах. Эпизодически наблюдается прямой каскад, однако он не является основным методом эволюции активной области. Затухание активных областей происходит в более медленном динамическом режиме, нежели вспытие.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 17-02-00049.

Литература

1. Kubo M., Lites B.W., Shimizu T., Ichimoto K. // *Astrophys. J.*, 686: 1447.
2. Driel-Gesztelyi L., Green L.M. // *Living Rev. Solar Phys.*, 2015, 12, 1.
3. Abramenko V.I. // *Astrophys. J.*, 2005, 629, 1141-1149.
4. Kutsenko O.K., Kutsenko A.S., Abramenko V.I. // *Sol. Phys.*, 2019, 294, 102.
5. Ugarte-Urra I., Upton L., Warren H.P., Hathaway D.H. // *Astrophys. J.*, 2015, 815, 90.

АНАЛИЗ УСРЕДНЕННОГО ПРОФИЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШКИ СОЛНЦА КАК ЗВЕЗДЫ В ПОЛОСЕ 1600 А

Ларионова А.И.¹, Брумол А.-М.², Кашапова Л.К.^{3,4}, Куприянова Е.Г.¹
¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
²Университет г. Варвик, Ковентри, Великобритания
³Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
⁴Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

ANALYSIS OF THE AVERAGED TIME PROFILE OF THE FLARE EMISSION ON THE SUN-AS-A-STAR IN 1600 A BAND

Larionova A.I.¹, Broomhall A.-M.², Kashapova L.K.^{3,4}, Kupriyanova E.G.¹
¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia
²CFSA, Warwick University, Coventry, UK
³Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia
⁴Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

Energy distribution and evolution during both solar and stellar flares are still key points during the interpretation of observational data. The important instrument for this purpose is an empirical template describing the decay phase of an averaged flare time profile. The targets of the current study are reconstructing of the template for the decay phase of solar flares observed by SDO/AIA during 2011–2017 in 1600 Å band using method [3]. We checked the possibility of using the method for this purpose. The Sun-as-a-star flare time profiles were reconstructed using the total flux derived from 1600 Å band images. The list of the 103 single elementary flare time profiles was created. We found that the template of the decay phase is best fitted by two exponential functions. The coefficients agree with those for the flare of M4 class star [3]. However, the stellar flare emission decays faster than solar ones. The method suggested in [3] could be applied to the solar flares, but statistics for error getting should be improved.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-273-276

Введение

Несмотря на многолетнюю историю исследования солнечных вспышек, нет однозначного понимания энергетических процессов, происходящих во время фазы спада. Решение этой задачи тесно связано также и с физикой звездных вспышек, а также ответом на вопрос, насколько схожи процессы в таких разных по энергетике явлениях, как солнечные и звездные вспышки. Несомненно, основную роль играют процессы охлаждения плазмы, тесно связанные с теплопроводностью вспышечной плазмы, которая зависит от начальных параметров плазмы, различных даже для разных уровней солнечной атмосферы. Одним из методов проведения исследований является выявление эмпирических законов или шаблонов, описывающих поведение усредненного профиля вспышки во время фазы спада, полученных как для различных уровней солнечной атмосферы, так для

звездных вспышек. Они дают материал для создания моделей вспышек, сравнения условий в солнечных и звездных атмосферах, а также исследования процессов энерговыделения, не связанных с охлаждением плазмы. Известный в настоящее время шаблон для солнечных вспышек разработан на основе наблюдений в мягком рентгеновском диапазоне [1, 2], а шаблон для звездных вспышек получен для одной звезды спектрального класса M4 на основе наблюдений космического аппарата KEPLER в белом свете [3]. Временные профили звездных вспышек наблюдаются, в основном, в белом свете. В случае Солнца есть подробная информация о хромосферных и корональных вспышках, однако, выборка белых вспышек очень мала.

Цели настоящего исследования заключаются в создании эмпирического шаблона фазы спада солнечных вспышек по наблюдениям в полосе 1600 А SDO/AIA [4] и тестировании использования метода, предложенного в работе [3] (метод Давенпорта) для построения средних профилей солнечных вспышек.

Отбор и обработка данных

Проведен первичный визуальный отбор вспышечных событий по каталогам GOES, SDO/EVE и веб-ресурсу <http://suntoday.lmsal.com/>. Были отобраны события, имевшие «простой» временной профиль (т. е. быстрый подъем и плавный спад без сильных флуктуаций, $\Delta F < 0.3 F_{\max}$), имеющие отклик в полосе $\lambda = 1600$ А. Излучение в этой спектральной полосе формируется при 10^5 К в верхней фотосфере и может служить аналогом излучения, наблюдавшегося КА KEPLER. По результатам отбора, в предварительный каталог событий вошли 359 солнечных вспышек GOES классов от M5.0 до X9.3 за 2011–2017 гг.

Интегральный поток Солнца как звезды (по всей площади солнечного диска) для каждой вспышки с временным разрешением 12 секунд был получен в полосе 1600 А по данным SDO/AIA [4]. Далее проведен дополнительный отсев тех событий, чьи временные профили на фазе спада имели флуктуации более 30% от максимального потока. В окончательный каталог, предназначенный для построения усредненного профиля солнечных вспышек, было отобрано 103 события, то есть 29% от общего числа событий предварительного каталога. Это соотношение в два раза больше, чем в работе [3] (885 из 6100 всех вспышек в белом свете на одной звезде класса M4, т. е. 15%).

Для всех событий окончательного каталога была проведена единая нормировка на максимум потока и по временной шкале (на длительность вспышки на уровне половины максимума потока). Полученные временные профили нанесены на график (рис. 1). Общий усредненный профиль был получен двумя способами: как среднее значение (левая панель) и как медиана (правая панель) в каждый момент времени. Ошибки измерений были оценены как среднеквадратичное отклонение от усредненного профиля.

Видно, что профиль, полученный как медианное значение, лучше описывает тенденцию облака точек, однако приводит к неправильным оценкам ошибок, дающим отрицательные значения потоков. Для полученных среднего и медианного временных профилей было проведено фиттирование двумя экспоненциальными функциями (рис. 2).

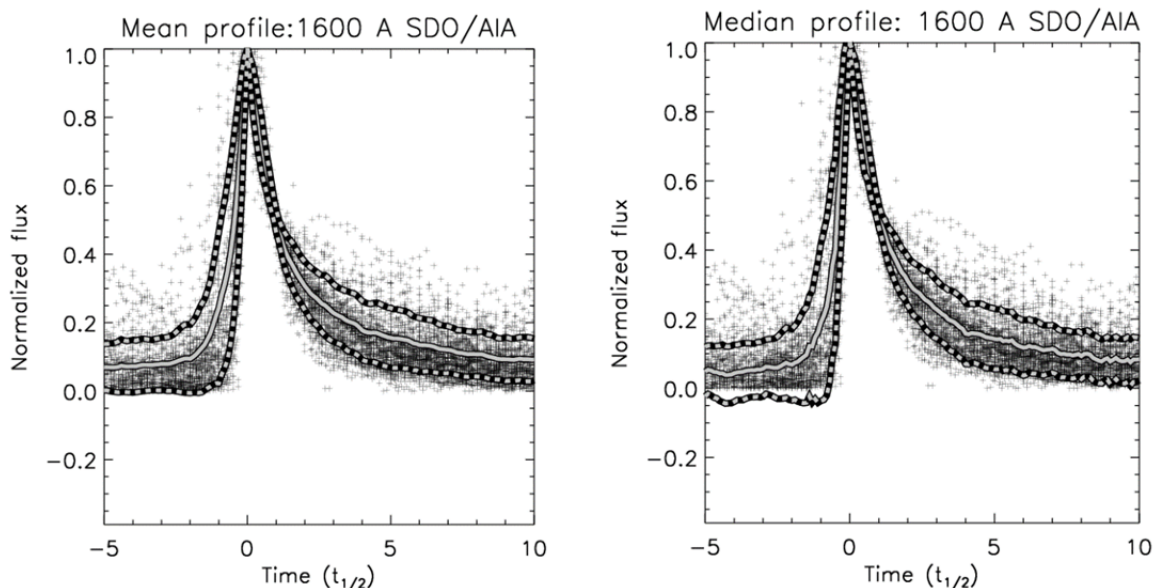


Рис. 1. Множество нормированных временных профилей солнечных вспышек в полосе 1600 Å (показаны крестиками, на левой и правой панелях). *Левая панель:* средний временной профиль (серая линия) и среднеквадратическое отклонение (пунктирные линии сверху и снизу от серой). *Правая панель:* то же, но серой линией показан медианный временной профиль.

Выводы

Получено, что усредненный временной профиль солнечной вспышки в полосе SDO/AIA 1600 Å наилучшим образом описывается степенной функцией с изломом: в начале фазы спада $F_1 = A e^{-Bt}$, а в конце фазы спада $F_2 = C e^{-Dt}$. Коэффициенты экспоненциальных функций, полученных нами ($A \approx 0.993$, $B \approx 0.668$, $C \approx 0.380$, $D \approx 0.194$, см. Рис. 2), согласуются с коэффициентами, полученными Давенпортом ($A \approx 0.948$, $B \approx 0.965$, $C \approx 0.322$, $D \approx 0.290$, см. [3]). Однако излучение вспышки звезды класса M4 спадало быстрее, чем у солнечных событий. Этот факт согласуется с результатами [5], показавшими, что время фазы спада для звездных вспышек короче, чем то, которое получается из оценок, сделанных для солнечных вспышек в белом свете.

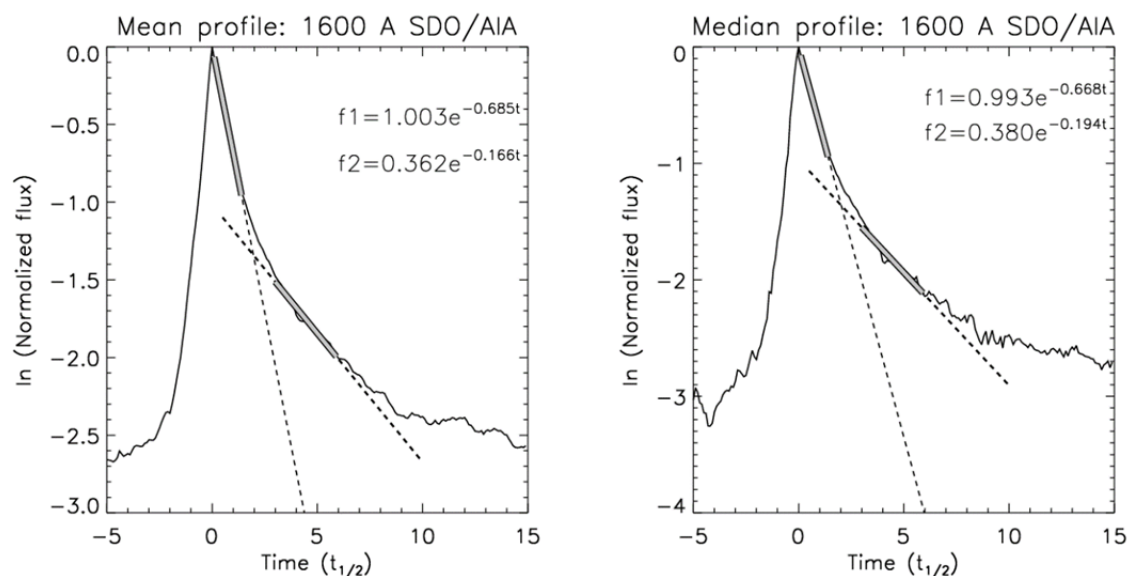


Рис. 2. Результаты фиттирования среднего временного профиля (*левая панель*) и медианного временного профиля (*правая панель*) двумя последовательными экспоненциальными функциями. На каждом графике экспоненциальные функции показаны прямыми пунктирными линиями (вертикальная ось – натуральный логарифм от нормированного потока). Участки временного профиля, по которым велось фиттирование (в соответствии с [3]), показаны серыми линиями.

Таким образом, метод, использующий две экспоненциальные функции, предложенный в работе [3], можно использовать для построения усредненного временного профиля и получения эмпирического шаблона фазы спада солнечных вспышек. Однако нужно учитывать, что применение статистики, основанной на среднеквадратичном отклонении, для вычисления ошибок измерений в случае медианного усредненного временного профиля приводит к неправильным значениям среднеквадратичных ошибок, дающих отрицательные значения потоков.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 17-52-10001 Ко-а.

Литература

1. *Sylwester et al.* // *Astron. Astrophys.*, 1993, v. 267, p. 86.
2. *Gryciuk et al.* // *Solar Phys.*, 2017, v. 292, p. 77.
3. *Davenport et al.* // *Astrophys. J.*, 2014, v. 797, p. 122.
4. *Lemen et al.* // *Solar Phys.*, 2012, v. 275, p. 17.
5. *Kosuke et al.* // *Astrophys. J.*, 2017, v. 851, p. 91.

**РАДИОУГЛЕРОДНЫЕ ДАННЫЕ С КОНЦА 18 ВЕКА
КАК ОТРАЖЕНИЕ ВАРИАЦИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ,
ЕСТЕСТВЕННЫХ КЛИМАТИЧЕСКИХ ИЗМЕНЕНИЙ
И АНТРОПОГЕННОЙ АКТИВНОСТИ**

**Ларионова А.И.¹, Дергачев В.А.², Кудрявцев И.В.^{2,1},
Наговицын Ю.А.^{1,3}, Огурцов М.Г.^{2,1}**

¹ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

²ФТИ им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия

³ГУАП, г. Санкт-Петербург, Россия

**THE RADIOCARBON DATA FROM THE END OF 18 CENTURY AS
REFLECTION OF SOLAR ACTIVITY VARIATIONS, NATURAL
CLIMATIC CHANGES AND ANTHROPOGENIC ACTIVITY**

**Larionova A.I.¹, Dergachev V.A.², Koudriavtsev I.V.^{2,1},
Nagovitsyn Y.A.¹, Ogurtsov M.G.^{2,1}**

¹Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

²Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

³State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

The data on the cosmogenic isotope ^{14}C abundance in natural archives allow us to study solar activity (SA) in the past centuries and millennia. However, the abundance of the ^{14}C isotope in natural archives is affected not only by intensity of the galactic cosmic rays (GCRs) coming to the Earth, modulating by an interplanetary magnetic field and changing as consistent with SA changes. Changes in the geomagnetic field and climatic changes which lead to the redistribution of radiocarbon between natural reservoirs have a significant effect. In the 19th century anthropogenic activity was added to the natural factors that should be taken into account when using radiocarbon data. The paper presents the results of reconstruction of the production rate of the ^{14}C isotope due to GCR taking into account the factors noted above. It is shown that redistribution of radiocarbon between the deep layers of the ocean, the surface layers and the atmosphere starts since the second quarter of the 19th century. Most likely this process has a natural character.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-277-280

В работах [1–4] были предложены реконструкции скорости генерации космогенного изотопа ^{14}C в земной атмосфере, гелиосферного модуляционного потенциала (ГМП) и чисел Вольфа во втором тысячелетии нашей эры до середины 19 века с учетом изменения климата. Как известно, в этот период наблюдались глобальные минимумы солнечной активности (СА) – минимумы Шперера, Маундера, Дальтона. Во втором тысячелетии нашей эры происходили изменения земного климата, наблюдался Малый ледниковый период (МЛП), в течение которого изменялись глобальная температура и концентрация углекислого газа в атмосфере (рис. 1).

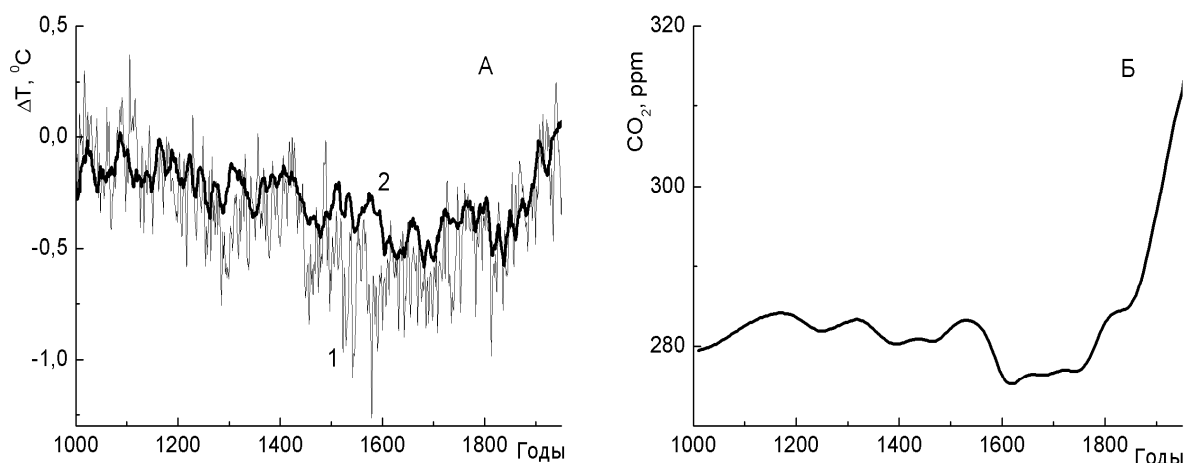


Рис. 1. А – кривые 1,2 – аномалии глобальной температуры согласно работам [5, 6];
Б – изменение концентрации CO_2 в земной атмосфере [7].

В работах [1–4] было показано, что учет климатических изменений влияет на результаты реконструкций скорости генерации изотопа ^{14}C в атмосфере, ГМП и чисел Вольфа. В цитируемых работах подразумевалось, что уменьшение концентрации CO_2 в атмосфере вызвано усилением поглощения этого газа океаном при уменьшении температуры последнего. При расчетах учитывались изменения скорости перехода радиоуглерода из верхнего (деятельного) слоя океана в атмосферу при изменении глобальной температуры. В результате этого оказывается, что более длительный минимум Маундера мог быть сравнимым по глубине с минимумом Дальтона. Здесь необходимо отметить, что пренебрежение изменением глобальной температуры во время МЛП приводит к другому результату реконструкции, а именно, что минимум Маундера был ниже минимума Дальтона (см., например [8]).

В настоящей работе основное внимание мы уделяем рассмотрению временного интервала с конца 18 века по середину 20-го. Как известно, в 19 веке радиоуглеродные данные начинают отражать не только вариации космических лучей (КЛ), активности Солнца и климатические изменения, но и антропогенную деятельность. В результате сжигания угля, нефти и природного газа происходит выброс в атмосферу углекислого газа, не содержащего изотопа ^{14}C , т.е. происходит уменьшение величины $\Delta^{14}\text{C}$ (рис 2.А), которое известно как Зюсс-эффект. Причина этого в том, что $\Delta^{14}\text{C}$ описывает отношение концентраций изотопов ^{14}C и ^{12}C , изменяющегося под антропогенным воздействием.

Согласно определению $\Delta^{14}\text{C}$, вариации концентрации изотопа ^{14}C в атмосфере $N_a(t)$ могут быть выражены как (см., например [2, 3]):

$$\frac{N_a(t)}{N_a(t_0)} = \frac{\text{CO}_2(t)}{\text{CO}_2(t_0)} (1 + \Delta^{14}\text{C}(t)/100) / (1 + \Delta^{14}\text{C}(t_0)/100),$$

где $\Delta^{14}\text{C}$ – относительное содержание изотопа ^{14}C в атмосфере в процентах, t_0 – произвольный момент времени.

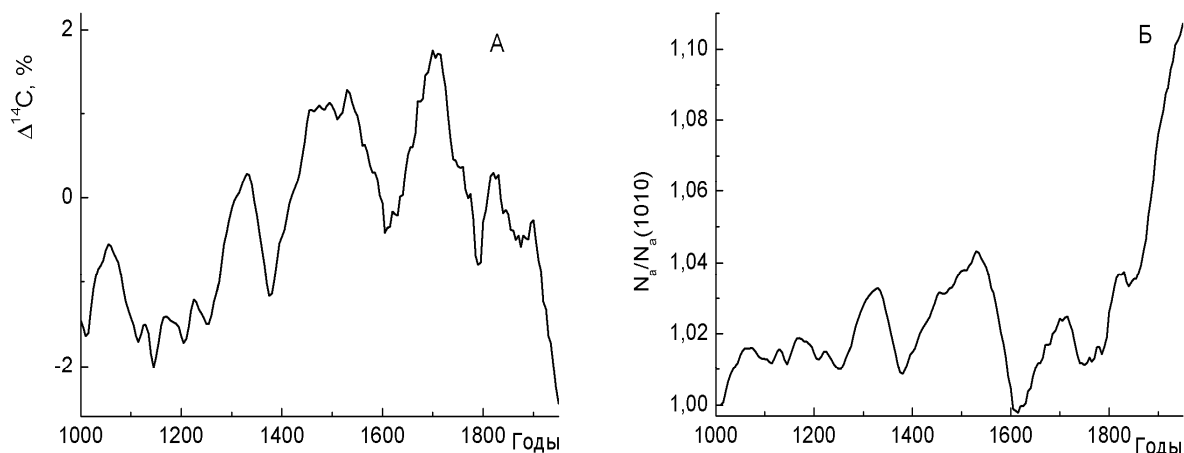


Рис. 2. А – $\Delta^{14}\text{C}$ согласно [9]; Б – вариации содержания изотопа ^{14}C в атмосфере.

На рис. 2Б показаны вариации $N_a(t)$. Локальные максимумы содержания изотопа ^{14}C , прослеживаемые на рисунке в 1330, 1530, 1715, 1830 гг., приходятся на минимумы СА Вольфа, Шперера, Маундера и Дальтона соответственно. Обратим внимание на тот факт, что после 1840 года начинается регулярный рост концентрации ^{14}C в атмосфере (см. также [10]). Важно отметить, что этот рост происходит синхронно с ростом концентрации углекислого газа. Глобальная температура также растет в этот период. Как объяснить этот факт? Очевидно, что происходит поступление в атмосферу CO_2 , который содержит изотопы ^{14}C из других природных резервуаров. Таким резервуаром может быть глубокий океан, в котором «запасена» подавляющая часть ^{14}C , находящегося на Земле.

Проведем реконструкцию скорости генерации изотопа ^{14}C на основе пятирезервуарной модели углеродной обменной системы. Аналогично работам [1–4], для скорости перехода ^{14}C из верхнего слоя океана в атмосферу λ_{mOa} будем использовать выражение $\lambda_{mOa} = (1 + k_1 \cdot \Delta T) \lambda_{mOa}^0$, где k_1 – температурный коэффициент, ΔT – аномалии глобальной температуры. Для скорости перехода радиоуглерода из глубокого слоя океана в верхний будем использовать выражение $\lambda_{dOmO} = (1 + k \cdot (\Delta T - \Delta T(t'))) \lambda_{dOmO}^0$, где температурный коэффициент $k = 0$ для $t < t^*$ и $k = k_2$ для $t \geq t^*$. Таким образом, будем предполагать, что климатические изменения не затрагивали глубокий океан до некоторого момента времени t^* , но с момента t^* началось увеличение температуры глубокого океана и процесс выхода CO_2 из него.

Используемые при расчетах температурные реконструкции были усреднены по 30-ти годам. На рис. 3А, кривая 1, приведены результаты реконструкции скорости образования радиоуглерода $Q(t)$, полученные при использовании температурного ряда Crowley [6] при $k_1 = 0.1\text{K}^{-1}$ и $k_2 = 0$. О выборе значения коэффициента k_1 подробнее сказано в работах [1, 2]. В этом случае восстановленные значения $Q(t)$ сильно растут после 1850 г., что не может быть объяснено без дополнительного притока радиоуглерода в атмосферу. Источником этого радиоуглерода может быть глубокий оке-

ан. Кривая 2 показывает восстановленные значения $Q(t)$ при $k_1 = k_2 = 0.1\text{K}^{-1}$. В этом случае расчетные значения $Q(t)$ в первой половине 20-го века становятся меньше 2. Подобная ситуация имеет место и при использовании температурной реконструкции Moberg et al. [5]. Таким образом, можно сделать заключение, что изменения в глубоком океане начинают проявляться в радиоуглеродных данных уже со второй четверти 19 века.

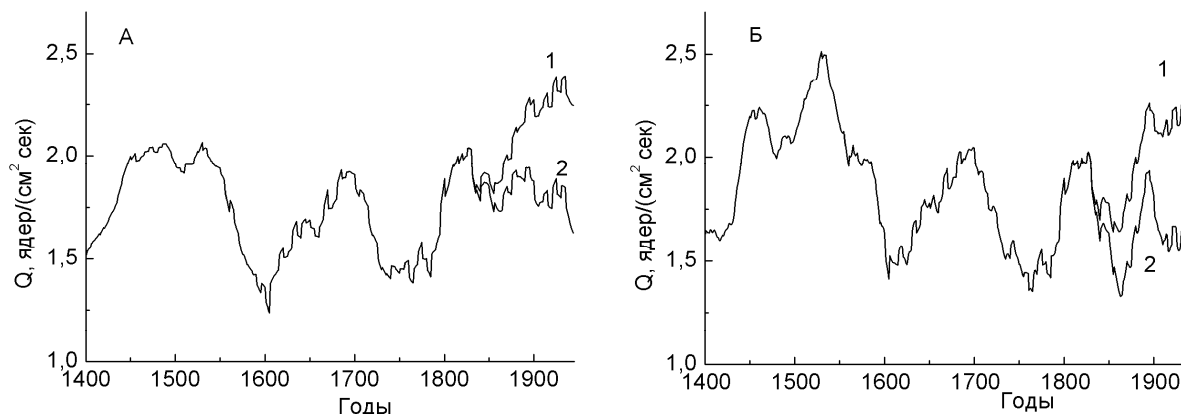


Рис. 3. Реконструированная скорость генерации изотопа ^{14}C в атмосфере при использовании температурной реконструкции Crowley [6] (А) и Moberg et al. [5] (Б).
1 – $k_1 = 0.1\text{K}^{-1}$ и $k_2 = 0$; 2 – $k_1 = k_2 = 0.1\text{K}^{-1}$, $t^* = 1825$.

Проведённая работа позволяет сделать следующий вывод. Радиоуглеродные данные описывают не только вариации СА и антропогенной активности в земной атмосфере. По крайней мере, со второй четверти 19 века начинают проявляться изменения в глубоком океане, приводящие к перераспределению углерода между океаном и атмосферой при росте глобальной температуры. Такое раннее начало увеличения скорости перехода выхода CO_2 (≈ 1825 год) из глубокого слоя океана указывает на то, что данный эффект носит, скорее всего, естественный, а не антропогенный характер.

Работа поддержана грантами РФФИ 18-02-00583 и 19-02-00088.

Литература

1. Kuleshova A.I. et al. // Geomag. and Aeronomy, 2015, V. 55(8), p.1071
2. Kudryavtsev I.V. et al. // Geomag. and Aeronomy, 2016, V. 56(8), p.998
3. Kuleshova A.I. et al. // Journal of Physics: Conf. Ser., 2018, V.1038 (1), article id. 012005
4. Kuleshova A.I. et al. // Geomag. and Aeronomy, 2018, V. 58(8), p.1097
5. Moberg A. et al. // Nature, 2005, V.433, p.613
6. Crowley T.J. // Science, 2000, V. 289, p. 70
7. Etheridge D.M. et al., 1998. <http://cdiac.ornl.gov/ftp/trends/co2/lawdome.smoothed.yr75>
8. Огурцов М.Г. // Письма в астроном. ж., 2018, Т.44 (4), с.295
9. Reimer P.J. et al. // Radiocarbon, 2009, V.51, p.1111
10. Roth R. and Joos F. // Clim. Past, 2013, V. 9, p.1879

**КАТАЛОГ И БИБЛИОГРАФИЯ
АКТИВНЫХ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ, ИЗУЧЕННЫХ В КрАО**

Логачев К.В., Горбунов М.А., Шляпников А.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

**CATALOG AND BIBLIOGRAPHY
OF ACTIVE RED DWARFS STUDIED IN CrAO**

Logachev K.V., Gorbunov M.F., Shlyapnikov A.A.

Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Crimea, Russia

A catalog has been created for the publications of information about on studies of active red dwarfs, in which CrAO employees took part. It included data on the studied objects from articles published in the "Izvestiya of the Crimean Astrophysical Observatory" and other publications, monograph of R.E. Gershberg "Activity of stars of the solar type of the main sequence" and the catalog "Stars with solar-type activity" – GTSh10.

The catalog structure corresponds to the basic standard developed during the creation for Index-Catalog of "Izvestiya of the Crimean Astrophysical Observatory" and contains information: on the coordinates of objects, the basic data of the stars from SIMBAD, the designation used in the bibliography, type of objects, magnitude, spectral types, bibliographic code SAO / NASA ADS.

The catalog has been prepared in accordance with the standards of the International Virtual Observatory and is presented in the interactive atlas of the sky Aladin with hyperlinks to the main astronomical databases and bibliographic sources.

This work was partially supported by RFBR grants №18-32-00775 and №19-02-00191.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-281-284

По публикациям информации об исследованиях активных красных карликов, в которых принимали сотрудники КрАО, создан каталог. В него вошли данные об изученных объектах из статей, опубликованных в "Известиях Крымской астрофизической обсерватории" и других изданий, монографии Р.Е. Гершберга "Активность солнечного типа звёзд главной последовательности" и каталога "Звёзд с активностью солнечного типа" – GTSh10.

Структура каталога соответствует базовому стандарту, разработанному при создании Индекс-каталога "Известий КрАО".

Каталог подготовлен в стандартах Международной виртуальной обсерватории и представлен в интерактивном атласе неба Aladin с гиперссылками к основным астрономическим базам данных и библиографическим источникам.

Индекс-каталог (далее – Каталог) является основным элементом базы данных (БД) публикаций Крымской астрономической виртуальной обсерватории [1]. В него входит информация об объектах, наблюдавшихся и из-

лучавшихся сотрудниками в Крымской астрофизической обсерватории или других организациях, данные для которых были опубликованы в первых 100 томах “Известий Крымской астрофизической обсерватории” (далее – “Известия”) или других изданиях. Последующие тома “Известий” формировались в машиночитаемых форматах, что упрощает контекстный поиск информации в них.

Необходимость создания такого Каталога обусловлена неполным представлением в мировых астрономических базах данных сведений о публикациях в “Известиях” и еще меньшим указанием конкретных объектов, описанных в статьях. Для создания Каталога был составлен независимый список всех публикаций по первым 100 томам “Известий”. В наш список были добавлены стандартные библиографические коды публикаций согласно классификатору SAO/NASA Astrophysical Data System (далее – ADS). На основе этой информации был произведен анализ представления в ADS статей “Известий” и ссылок на объекты в базе данных SIMBAD. Более подробно проблема наполнения ADS информацией о публикациях в “Известиях” рассмотрена в статьях [2] и [3].

В первом приближении Каталога информация об объектах бралась из названия статей, во втором – из их содержания. Отдельными списками для включения в Каталог представлялись объекты, описанные в статьях, посвященных каталогизации, где речь шла о наблюдениях десятков, сотен и тысяч объектов. Прототипом Каталога стала статья “Небо пятидесятки” [4], в которой описан каталог и библиография объектов, наблюдавшихся на 50” телескопе Крымской астрофизической обсерватории.

Структура Каталога включает одиннадцать колонок:

- координаты объекта на эпоху 2000.0 года;
- базовое обозначение объекта в SIMBAD;
- обозначение объекта в статье “Известий”;
- тип объекта по SIMBAD;
- звездные величины B и V ;
- спектральный тип объекта;
- инструмент, на котором проводились наблюдения, либо информация о компилятивном содержании публикации;
- краткое описание (ключевые слова) представленных данных;
- библиографический код, как ссылка на сайт ADS или другой источник;
- ссылка на отсканированную копию публикации;
- VizieR (V), если она связана с публикацией в “Известиях”.

Пример фрагмента интерактивной таблицы Каталога представлен на рис. 1. Более подробно Индекс-каталог описан в [5].

Особенностью рассматриваемой работы является сбор информации об изучении красных карликовых звёзд, которое выполняется в Крымской астрофизической обсерватории на протяжении более полувека [6].

N	CrAO Ident.	SIMBAD i...	Typ	RAJ	DEJ	B mag	V mag	Spectral...	Telescope	Bibcole ADS
00636		V* GQ And	F1*	004.60760	+44.02725	12.84	11.04	M3.5Ve	BTA	1988IzKry..79...71B
01942	Wolf 47	Wolf 47	F1*	015.83264	+62.36550	15.34	~	M5V	Compilat.	1996IzKry..93...111B
02198	G 272-61B	G 272-61B	F1*	024.75681	-17.95031	~	13.2	M6V	Compilat.	1996IzKry..93...111B
02199		G 272-61B	F1*	024.75681	-17.95031	~	13.2	M6V	Compilat.	1994IzKry..91....5G
02200		G 272-61B	F1*	024.75681	-17.95031	~	13.2	M6V	BTA	1988IzKry..79...71B
02682		* omi02 ...	F1*	063.83975	-07.65576	12.85	11.17	M4.5V	Compilat.	1994IzKry..91....5G
02913	Ross 42	Ross 42	F1*	083.06107	+09.82081	13.158	11.529	M4Ve	Compilat.	1996IzKry..93...111B
03050	Ross 614	Ross 614	F1*	097.34747	-02.81356	12.764	11.071	M4.5V	Compilat.	1996IzKry..93...111B
03051		Ross 614	F1*	097.34747	-02.81356	12.764	11.071	M4.5V	Compilat.	1994IzKry..91....5G
03052		Ross 614	F1*	097.34747	-02.81356	12.764	11.071	M4.5V	BTA	1988IzKry..79...71B
03210	G 51-15	G 51-15	F1*	127.45564	+26.77601	16.87	~	M6.5Ve	Compilat.	1996IzKry..93...111B
03379	AD Leo	V* AD Leo	F1*	154.90115	+19.87002	10.97	9.46	M4.5Ve	48-inch	1980IzKry..61...90B
03418		Wolf 359	F1*	164.12011	+07.01454	15.541	13.507	M6Ve	BTA	1988IzKry..79...71B
03540	GL Vir	V* GL Vir	F1*	184.74750	+11.12605	15.62	~	M4.5Ve	Compilat.	1996IzKry..93...111B
10161		V* AX Mic	F1*	319.31362	-38.86736	8.09	6.68	M1V	Compilat.	1994IzKry..91....5G
10304	HD 239960B	HD 239960B	F1*	336.99915	+57.69715	~	~	M4V	Compilat.	1996IzKry..93...111B
10327	EV Lac	V* EV Lac	F1*	341.70721	+44.33399	11.45	10.33	M4.5V	48-inch	1980IzKry..61...90B
10328	EV Lac	V* EV Lac	F1*	341.70721	+44.33399	11.85	10.26	M4.0V	Compilat.	1996IzKry..93...111B
10329	EV Lac	V* EV Lac	F1*	341.70721	+44.33399	11.85	10.26	M4.0V	AZT-11	1995IzKry..89...93A
10332		V* EV Lac	F1*	341.70721	+44.33399	11.85	10.26	M4.0V	RT-22	1990IzKry..82...45N
10984	BD+56 2966	HR 8832	F1*	348.32074	+57.16836	6.560	5.570	K3V	48-inch	1958IzKry..18....3M

Рис. 1. Фрагмент интерактивной станции Индекс-каталога.

Интегрируемый в Индекс-каталог создаваемый каталог объектов и библиографии для активных красных карликов, изученных в КрАО, содержит 7905 записей. Он подготовлен в стандартах Международной виртуальной обсерватории и представлен в интерактивном атласе неба Aladin [7] с гиперссылками к основным астрономическим базам данных и библиографическим источникам.

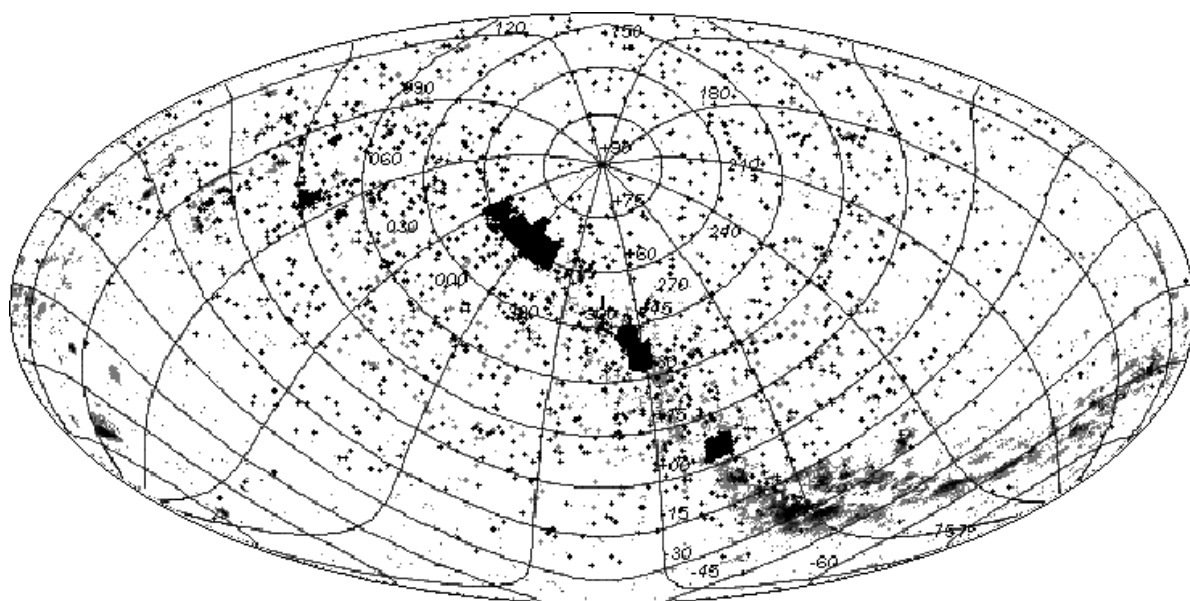


Рис. 2. Распределение объектов Индекс-каталога на небе.

На рис. 2 показано распределение индексируемых объектов в галактической системе координат в проекции AITOFF, построенное с помощью атласа Aladin.

Впервые при компиляции каталога и библиографии для активных красных карликов в него, наряду с информацией по публикациям из “Известий”, были включены данные об объектах представленные в моногра-

фии Р.Е. Гершберга "Активность солнечного типа звёзд главной последовательности" и каталога "Звёзд с активностью солнечного типа" – GTSh10.

Доступ к Индекс-каталогу открыт через сервер КрАО по адресу:
http://crao.ru/~aas/Innovations_and_Virtual_Observations/CrAVO_InVO_Index_Catalogue.html.

Наряду с AJS форматом, который применяется для работы с атласом Aladin, Каталог структурирован и сохранён в HTML и VOTable (XML) форматах, что обеспечивает возможность удалённого доступа к содержащейся в нём информации.

При создании Каталога активно использовались, поддерживаемые Центром астрономических данных в Страсбурге приложения SIMBAD, VizieR и Aladin, библиографический сервис SAO/NASA ADS. Авторы признательны всем, кто обеспечивает их работу.

В заключение, авторы считают приятным долгом поблагодарить Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку проводимой работы за счёт грантов № 18-32-00775 и № 19-02-00191.

Литература

1. *Shlyapnikov A., Bondar' N., Gorbunov M.* // *Baltic Astronomy*, 2015, v. 24, p. 462.
2. *Шляпников А.А.* // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, 2007, т. 103, № 3, с. 142.
3. *Bondar' N., Gorbunov M., Shlyapnikov A.* // *Odessa Astronomical Publications*, 2013, v. 26/2, p. 223.
4. *Шляпников А.А.* // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, 2013, т. 109, № 2, с. 169.
5. *Логачев К.В., Шляпников А.А.* // *Изв. Крымск. Астрофиз. Обсерв.*, 2018, т. 114, № 6, с. 32.
6. *Gershberg R.E.* / *Stars: From Collapse to Collapse. ASP Conference Series*, 2017, v. 510, p. 277.
7. *Vonnarel F. et al.* // *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 2000, v. 143, p. 33.
8. *Гершберг Р.Е.* Активность солнечного типа звёзд главной последовательности. – Симферополь: ООО "Антиква", 2015. – С. 614.
9. *Gershberg R.E., Terebizh A.V., Shlyapnikov A.A.* // *Bulletin of the Crimean Astrophysical Observatory*, 2011, V. 107, I. 1, pp. 11-19.

УСЛОВИЯ ГЕНЕРАЦИИ ВИСТЛЕРОВ НЕТЕПЛОВЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

Мельников В.Ф.¹, Филатов Л.В.²

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

²Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет,
Нижний Новгород, Россия

CONDITIONS FOR WHISTLER GENERATION BY NONTHERMAL ELECTRONS IN FLARE LOOPS

Melnikov V.F.¹, Filatov L.V.²

¹Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia

²Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering,
Nizhny Novgorod, Russia

In this article we put constraints to the whistler generation in solar flaring loops. We show that the effective generation of whistlers is possible only under specific conditions when: anisotropy of non-thermal electrons is sufficiently strong, magnetic field is relatively weak (less than 200 G), plasma density is relatively high (more than 10^{10} cm^{-3}). Otherwise, whistlers in flaring loops will be strongly absorbed by the non-thermal electrons accelerated in the flare.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-285-288

Известно, что вистлеры могут играть важную роль в кинетике нетепловых электронов во вспышечных петлях. Это относится как к процессам рассеяния электронов по питч-углам [1–7], так и к процессам их стохастического ускорения на турбулентности вистлеров, источником которой являются возмущения магнитного поля, возникающие при первичном нестационарном энерговыделении [8, 9].

В настоящей работе проведено исследование условий генерации и поглощения вистлеров нетепловыми электронами для широкого диапазона физических параметров, реализуемых в солнечных вспышечных петлях.

Распространение вистлеров с частотой ω и волновым числом k в магнитоактивной плазме подчиняется следующему дисперсионному соотношению [2]:

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e |\cos \theta| - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где ω_p – плазменная частота, $\omega_{e,i}$ – гирочастота электронов и протонов. θ – угол между волновым вектором k и магнитным полем B . Резонансное взаимодействие вистлеров с энергичными электронами возможно только, если частота волны ω удовлетворяет условию Черенкова-Доплера:

$$\omega = v k \mu \cos \theta + s \omega_e / \gamma.$$

Здесь $\mu = \cos \alpha$, α – питч-угол электрона, имеющего кинетическую энергию $E = \gamma - 1$, γ – фактор Лоренца, соответствующий скорости $v = c \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$. Значение $s = 1$ соответствует нормальному эффекту Доплера ($\cos \alpha \times \cos \theta < 0$), а $s = -1$ аномальному эффекту Доплера $\cos \alpha \times \cos \theta > 0$.

В геометрическом приближении плотность энергии $W(k, s, t)$ вистлеров, распространяющихся в плазме, описывается уравнением [4]:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} = \gamma W.$$

Здесь v_g – групповая скорость вистлеров, $\gamma = (\eta - \eta_L - \eta_T)$, η – инкремент нарастания энергии волн, обусловленный взаимодействием с быстрыми электронами, η_L – затухание Ландау, η_T – декремент столкновительного затухания в плазме. При циклотронном резонансе взаимодействие волна-частица может приводить как к усилению вистлеров ($\gamma > 0$, мазер-эффект [4]), так и к их затуханию ($\gamma < 0$). Для вспышечной петли, которая из-за повышенной плотности является волноводом для вистлеров, вистлеры распространяются практически вдоль магнитного поля, угол $\theta \approx 0$ и наиболее эффективное резонансное взаимодействие энергичных электронов с вистлерами возможно только при их встречном распространении, то есть в случае нормального эффекта Доплера: $s = 1$. При таких условиях инкремент нарастания энергии волн определяется следующей формулой [3]:

$$\eta(k) = \frac{\pi^2 e^2}{kc} |v_g| \int d^3 p (1 - \mu^2) \frac{v}{c} \left(\frac{\partial f}{\partial \mu} + \frac{\omega}{kv} p \frac{\partial f}{\partial p} \right) \Big|_{\mu=\mu_r}$$

Здесь $f(p, \mu)$ – функция распределения нетепловых электронов по импульсу p и косинусу питч угла μ , а $\mu = \mu_r$ – резонансное значение μ ; e и c – заряд электрона и скорость света. Знак инкремента η определяется выражением в скобках.

Результаты расчетов

Для расчетов были выбраны следующие параметры, характерные для реальных вспышечных петель, часто наблюдаемых в микроволновом диапазоне. Магнитное поле: $B = 100, 160, 220, 340$ и 400 Гс. Электронная концентрация плазмы: $n_0 = 10^{10}, 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³. Функция распределения нетепловых электронов: $f(p, \mu) = A p^{-\delta} \exp(-\mu^2 / \mu_0^2)$, то есть, степенная зависимость по энергии с $\delta=7$ и гауссова по косинусу питч-угла с разной степенью анизотропии, определяемой параметром $\mu_0 = 0.5$ и 2.2 . По условию нормировки значение A выбрано так, чтобы интегральная концентрация нетепловых электронов была равной $n_s(E > 30 \text{ кэВ}) = 10^7$ см⁻³.

На рис. 1 показаны рассчитанные частотные спектры инкремента нарастания вистлеров $\eta(\omega)$, обусловленного взаимодействием с быстрыми электронами. На верхних панелях показаны положительные значения $\eta(\omega)$, ответственные за усиление волн, а на нижних отрицательные, ответственные за их поглощение. Эффективное поглощение происходит, в основном, в области высоких частот. Как видно из графиков на левой и правой панелях, первая, вполне предсказуемая особенность – это значительный рост пикового значения $\eta(\omega)$ с увеличением уровня поперечной анизотропии (уменьшением μ_0 с 2.2 до 0.5), а также существенное расширение частотного диапазона, в котором $\eta(\omega) > 0$. Вторая важная особенность – это очень сильное уменьшение величины $\eta(\omega)$ с увеличением напряженности магнитного поля. При одних и тех же остальных параметрах ($n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\delta = 7$) увеличение поля в 4 раза (со 100 Гс до 400 Гс) приводит к уменьшению $\eta(\omega)$ на 3–4 порядка величины. Третья особенность – это сильная прямая зависимость $\eta(\omega)$ от плотности плазмы во вспышечной петле: увеличение n_0 в 5 раз приводит к росту $\eta(\omega)$ более, чем на 3 порядка (рис. 2).

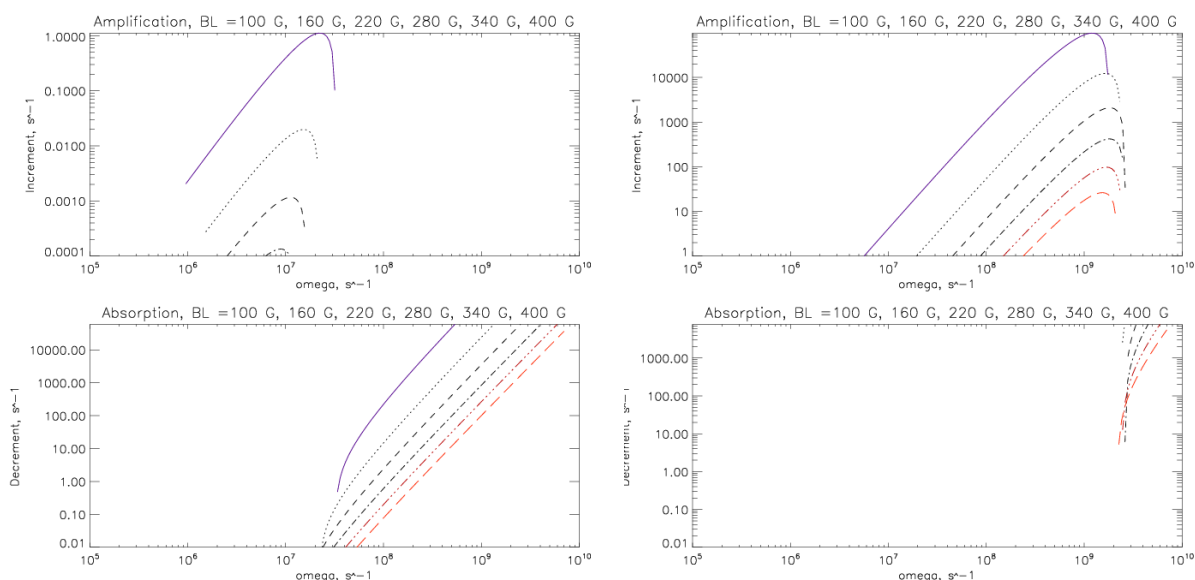


Рис. 1. Частотный спектр $\eta(\omega)$. Параметры источника: $n_0 = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $\delta = 7$. Сплошной линией показаны спектры для магнитного поля $B = 100$ Гс, пунктирной – для 160 Гс, штриховой – для 220 Гс, и т.д. Слева – спектры для слабой поперечной анизотропии нетепловых электронов ($\mu_0 = 2.2$), справа – для сильной ($\mu_0 = 0.5$).

Указанные выше особенности накладывают принципиальные ограничения на возможность генерации интенсивной турбулентности вистлеров во вспышечных петлях. Из графиков на рис. 1 и 2 следует, что даже при таких больших концентрациях нетепловых электронов, какие приняты в данных расчетах, $n_s(E > 30 \text{ кэВ}) = 10^7 \text{ см}^{-3}$, значения инкремента нарастания вистлеров оказываются очень маленькими для обычных для вспышечных петель значений магнитного поля и плотности плазмы. Положение еще усугубляется неизбежным во вспышечных петлях присутствием затухания

Ландау [2]. Оценки показывают, что значения $\eta_L(\omega)$ могут заметно превышать значения инкремента $\eta(\omega)$ во всем диапазоне частот, представленным на рис. 1 и 2. Свой вклад в стабилизацию неустойчивости на вистлерах может вносить и столкновительное поглощение $\eta_T(\omega)$ [2], хотя из-за высокой температуры ($T \sim 10^7$ К) во вспышечных петлях его роль существенно меньше.

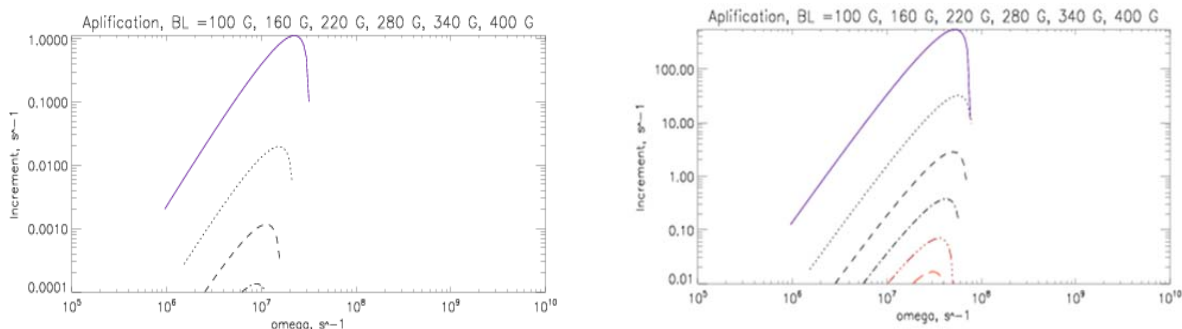


Рис. 2. Частотные спектры $\eta(\omega)$ для двух разных плотностей плазмы: $n_0 = 10^{10}$ см⁻³ (слева) и $n_0 = 5 \cdot 10^{10}$ см⁻³ (справа). Остальные параметры такие же, как на рис. 1, левая панель.

Заключение

Установлено, что эффективное усиление (генерация) вистлеров во вспышечной петле возможно только при вполне определенных условиях, в частности, когда: а) реализуется достаточно сильная питч-угловая анизотропия нетепловых электронов; б) магнитное поле относительно слабое (менее 200 Гс); в) плотность плазмы относительно велика (более 10^{10} см⁻³). При других условиях, то есть, при слабой анизотропии, сильном магнитном поле и низкой плотности плазмы, энергичные электроны наоборот, будут не генератором, а мощным поглотителем энергии вистлеров, присутствующих во вспышечной петле. Это будет создавать благоприятные условия для эффективного удержания и накопления электронов во вспышечной петле.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18-02-00856, 17-52-80064.

Литература

1. Kennel C.F., Petschek H.E. // J.Geophys, 1966, V.71, №1, P.1-28.
2. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972. – 440 с.
3. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V. 37, № 4, P. 353-365.
4. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры. – ИПФАН, 1986. – 190 с.
5. Bespalov P.A., Zaitsev V.V., Stepanov A.V. // ApJ, 1991, V. 374, P. 369-373.
6. Stepanov A.V., Tsap Y.T. // Solar Physics, 2002, V. 211, P. 135-154.
7. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.
8. Miller, J.A. // Astrophys. J., 1997, V. 491, No 2, pp. 939-951.
9. Hamilton R.J., Petrosian V. // ApJ. 1992. V. 398. № 10. P. 350-358.

ДРЕЙФОВЫЕ ПОТОКИ ВЕЩЕСТВА В КОРОНУ СОЛНЦА

Мерзляков В.Л.

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

DRIFT FLOW OF PLASMA INTO SOLAR CORONA

Merzlyakov V.L.

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

The electric drift of coronal and chromospheric plasma is analyzed. This drift is supposed to arise because of local variation of magnetic field. The variation is made by photospheric convection. It is established that mesogranul convection creates the chromospheric plasma flux into corona. The value of the flux was estimated as 10^{-10} g/cm² s that is equivalent the solar wind flow from the Sun. Also the reverse flux from the corona was calculated. Such flow proved to be about 1% of chromospheric plasma flux.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-289-292

Введение

Как известно, Солнце теряет вещество с потоками солнечного ветра. Для поддержания такого потока требуется постоянное поступление плазмы в корону $10^{-11} - 10^{-10}$ г/см² с. Поступление происходит не простым расширением хромосферы, а имеется двухпотокное движение на границе хромосфера–корона. Холодная плазма движется к фотосфере, а горячая ($>1 \cdot 10^6$ К) от Солнца, «теплая» ($5 \cdot 10^6 - 1 \cdot 10^6$ К) в обоих направлениях [1].

Наиболее вероятным кандидатом трансформации вещества рассматривают спиккулы II типа, которые проникают на большие высоты до 10 тыс. км. Однако пока нет фактов и модельных построений, которые бы убедительно подтвердили такое предположение. В предлагаемой работе исследуется дрейфовый механизм по перемещению вещества в корону Солнца, и даются оценки его эффективности.

Дрейф

В работе [2] показано, что конвекция локально усиливает фоновое магнитное поле в десятки раз. На Солнце, согласно Stenflo [3], присутствуют фоновые поля ~ 1 Гс. Значит, конвекция создает на фотосфере систему переменных магнитных источников, которые порождают вихревое электрическое поле. Под действием этого электрического поля хромосферная и корональная плазма постоянно дрейфуют в скрещенных полях.

Рассмотрим такие дрейфовые перемещения от мезогрануляционной конвекции, действие которой простирается до корональных высот $\sim 10^4$ км,

исходя из её геометрического масштаба. На стыках мезогрануляционных ячеек возникают несколько локальных магнитных источников с различной направленностью силовых линий. И эти источники, как можно ожидать, создают существенно недипольное магнитное поле. В пределах указанного масштаба должна присутствовать, по крайней мере, октупольная гармоника. Это означает, что отношение октупольной гармоники (Q) к дипольной гармонике (M) должно быть $Q/M \geq 1 \cdot 10^{-4} R_{\text{sun}}^2$.

Переменное магнитное поле от указанных выше источников порождает вихревое электрическое $E \sim (\partial Q/\partial t + \partial M/\partial t)$. В работе [4] дана аналитическая формула для расчета такого электрического поля. Движение плазмы происходит как дрейф в скрещенных полях электрического (\mathbf{E}) и магнитного (\mathbf{B}) со скоростью $3 \cdot 10^5 [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] / B^2$ [км/с]. Все необходимые формулы для расчета этого дрейфа приведены в [5].

Результаты

Модельные расчеты дрейфового перемещения плазмы показали, что двунаправленное движение через границу хромосфера–корона происходит, когда быстрее растет дипольная гармоника $\partial Q/\partial t < 10^{-1} \partial M/\partial t$.

На рис. 1 приведено расчетное поле направлений в плоскости, перпендикулярной нейтральной поверхности, где радиальная компонента магнитного поля равна нулю. Отсчеты даны в масштабе тыс. км. Двунаправленность имеет место на границе хромосфера–корона (высота 2 тыс. км на рис. 1). Характер движения на уровне основания короны (≈ 2.5 тыс. км) показан на рис. 2, где изображены изолинии вертикальной компоненты скорости в км/с. Отсчеты по осям в тыс. км. Расчеты скорости проводились при точечном подфотосферном источнике, за время жизни которого $5 \cdot 10^3$ сек магнитное поле на фотосфере увеличивается с 1 Гс до 50 Гс.

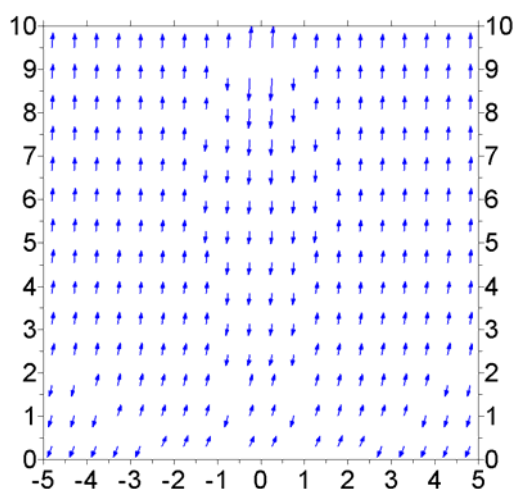


Рис. 1.

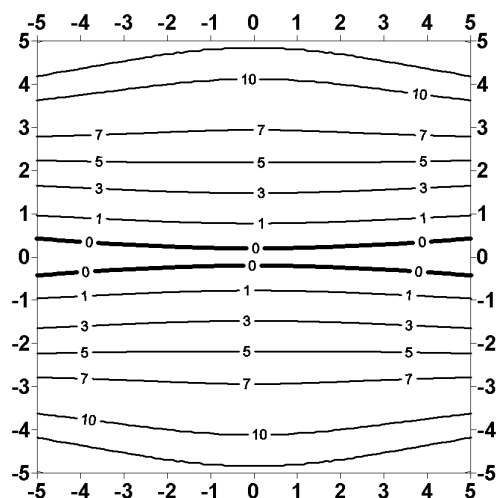


Рис. 2.

В окрестности нейтральной поверхности шириной ≈ 1 тыс. км корональная плазма перемещается в хромосферу (рис. 2). Эта перемещенная плазма локально уплотняется и охлаждается до хромосферных величин. Такая холодная плотная плазма и регистрируется как нисходящее движение холодного вещества. А сама уплотненная структура наблюдается как нановспышка [6].

Расчеты потоков вещества в корону показали, что за время жизни мезогрануляционного источника ($\approx 5 \cdot 10^3$ сек) в корону поступает 10% – 15% хромосферной плазмы в пределах изучаемой площади действия источника $\approx 10^4 \times 10^4$ км². Этот случай относится к ситуации с горизонтальным внешним полем не более ~ 0.1 Гс. С ростом внешнего магнитного поля количество поступающего вещества уменьшается и зависит от ориентации по отношению к магнитному полю мезогрануляционного источника. Когда внешнее горизонтальное магнитное поле более ~ 1 Гс, поток хромосферного вещества не может превысить $\approx 10\%$. Таким образом, в зависимости от внешнего магнитного поля имеем вероятный диапазон хромосферного потока в корону от 5% до 15%.

Обратный поток из короны в хромосферу также зависит от величины и ориентации внешнего магнитного поля. Когда такое поле менее 0.1 Гс, то из короны в хромосферу поступает $\approx 15\%$ вещества с высот до 10 тыс. км. При внешнем магнитном поле более 1 Гс максимальное количество корональной плазмы уменьшается до $\approx 4\%$. Значит, возможный обратный поток коронального вещества не может превышать 15%.

Имея расчетные значения количества хромосферного и коронального вещества, оценим мощности потоков на границе хромосфера–корона. Хромосферный поток поступает из столба хромосферы, содержащей $7 \cdot 10^{18}$ см⁻² протонов массой $1.67 \cdot 10^{-24}$ г. За время $5 \cdot 10^3$ сек, как было найдено, поступает 0.05–0.15 от этого количества протонов. Отсюда, получаем интенсивность потока в корону $7 \cdot 10^{18} \cdot 1.67 \cdot 10^{-24} \cdot (0.05-0.15) / (5 \cdot 10^3) = (1-3) \cdot 10^{-10}$ г/см²с. Обратный поток корональной плазмы идет из плазменного столба протяженностью $\approx 7.5 \cdot 10^8$ см со средней плотностью $5 \cdot 10^7$ см⁻³. Принимая максимальную долю уходящего вещества 15%, получаем верхний предел обратного потока из короны: $7.5 \cdot 10^8 \cdot 5 \cdot 10^7 \cdot 1.67 \cdot 10^{-24} \cdot 0.15 / (5 \cdot 10^3) = 2 \cdot 10^{-12}$ г/см²с. Величина этого обратного потока оказалась не более 1% от потока из хромосферы.

Выводы

В рамках рассмотренной концепции дрейфового перемещения хромосферной плазмы в корону получен поток вещества $\approx 10^{-10}$ г/см² с. Этот поток связан с действием мезогрануляционной конвекции, и следовательно, имеет место по всему Солнцу. В этом случае в корону поступает такое количество вещества, которое компенсирует постоянный его отток с солнеч-

ным ветром. Значит, рассмотренный дрейф является основным механизмом поступления вещества в корону Солнца.

Как было установлено, помимо хромосферного потока существует обратный поток корональной плазмы. Интенсивность этого потока составляет малую долю не более 1% по сравнению с потоком в корону.

Литература

1. *Kitagawa N., Hara H., Yokoyama T.* // *Astrophys. J.*, 2016, v. **816**, 14 (9 pp).
2. *Getling A.V., Ishikawa R., Buchnev A.A.* // *Adv. Space Res.*, 2015, v. **55**, p. 862-870.
3. *Stenflo J.O.* // *Astron. Astrophys.*, 2012, v. **547**, A93 (11 pp).
4. *Молоденский М.М., Мерзляков В.Л.* // *Письма в Астрон. Журн.*, 2002, т. **28**, № 4, с. 314-320.
5. *Мерзляков В.Л.* // *Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2011”*, СПб, ГАО РАН, 2011, с. 163-166.
6. *Merzlyakov V.L.* // *Geomagn. Aeron.*, 2017, v. **57**, p. 1063-1066.

ПРОЯВЛЕНИЯ В КОРОНЕ СОЛНЦА ПРОЦЕССА ГЕНЕРАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

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

SOLAR CORONA EFFECTS OF MAGNETIC FIELD GENERATION

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

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

The relative power of magnetic sources of solar magnetic field, generating at convective base, are determined. For this purpose the model of variation of coronal magnetic configuration is examined. Latitude gradient of coronal helmet curvature as an indicator of this configuration variation is used. It has been established that power of photospheric active regions is no more than 40% of all toroidal magnetic field sources.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-293-296

Введение

В настоящее время надежно установлено, что магнитные поля атмосферы Солнца отражают подфотосферный процесс генерации. Генерация, как полагают, происходит в основании конвективной зоны. В такой ситуации конвекция в той или иной мере должна участвовать в транспортировке магнитного потока из зоны генерации. Существуют разные представления о такой транспортировке. Конвекция может выступать только как среда распространения магнитного потока [1], либо она оказывает определяющее влияние на распределение этого потока [2]. Помимо эффектов транспортировки конвекция может создавать места локальных магнитных источников, которые в значительной мере влияют на крупномасштабную конфигурацию магнитного поля короны [3]. В связи с обнаруженной возможностью конвекции не только выносить магнитный поток из зоны генерации, но и создавать подфотосферные магнитные источники, возникает задача установления соотношения между ними. И этой задаче посвящена работа.

Корональное магнитное поле

Рассмотрим эффективность действия фотосферных и подфотосферных источников на конфигурацию коронального магнитного поля. Хорошим индикатором такой конфигурации, как обнаружили авторы, является кривизна оси корональных шлемов [4]. Для нашего исследования был использован широтный градиент кривизны, который характеризует ситуацию

с действием магнитных источников от полярной зоны до приэкваториальных широт.

Использовались изображения К-корон Солнца, полученные во время солнечных затмений за период 1870–2000 гг. Данные более поздние, начиная со спада 23 цикла, имеют иные закономерности [4]. На первом этапе изучалась эпоха низкой активности Солнца.

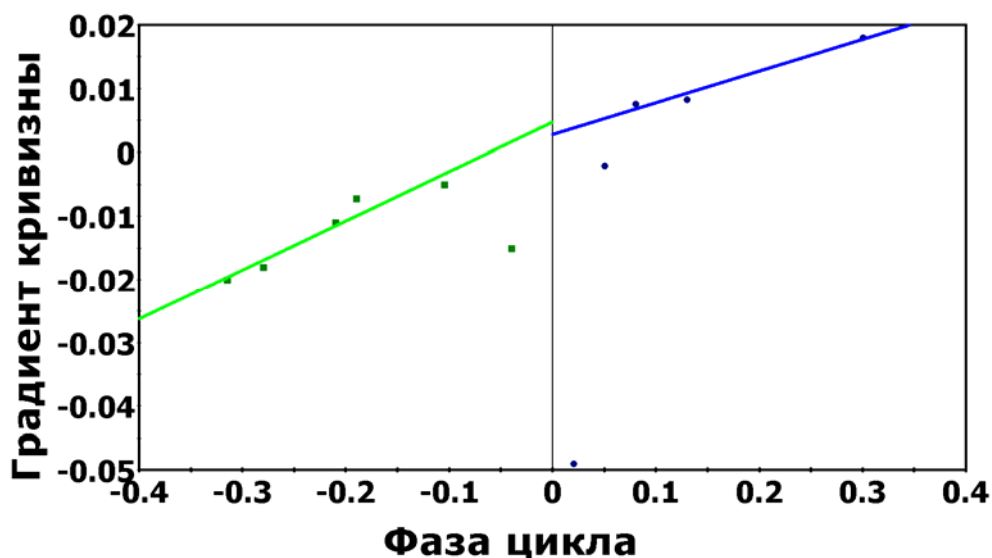


Рис. 1.

На рис. 1 приведены результаты расчетов широтного градиента кривизны оси корональных шлемов. Как видно на рис. 1, есть периоды линейного изменения величины широтного градиента кривизны как на фазе роста солнечной активности (начало солнечного цикла), так и на спаде активности. Около границы солнечных циклов (рис. 1, нулевая фаза) происходит резкая перестройка магнитной конфигурации в короне вследствие скачкообразного широтного смещения зоны генерации тороидального магнитного поля Солнца.

Модельные построения

Подфотосферные магнитные источники связаны с тороидальной компонентой магнитного поля. Эта же компонента создает и фотосферные магнитные источники в виде зон локально усиленного магнитного потока – активных областей. Индикатором мощности генерации тороидальной компоненты является число Вольфа. Ситуацию с фотосферными магнитными источниками характеризует усредненное число Вольфа за солнечный оборот $\langle W \rangle$. Мощность подфотосферных источников определяется текущей генерацией тороидального магнитного поля и зависит от фазы солнечного цикла (*faza*). Момент фазы может быть зафиксирован во временной (*t*) тенденции изменения сглаженного (годового) числа Вольфа

$faza \sim \hat{W}(t)$. Полярный источник в эпоху минимума солнечной активности достигает максимума, величина которого, как показали исследования, зависит от максимального в солнечном цикле сглаженного значения $\sim \hat{W}_{max}$.

На линейных участках рис. 1 зависимости изучаемого широтного градиента (Grad) от фазы цикла ($faza$) действие указанных выше источников можно представить алгебраической суммой:

$$Grad = A + B \cdot (\langle W \rangle / \hat{W}_{max}) + C \cdot faza . \quad (1)$$

Выражение (1) записано с нормировкой на максимальное число Вольфа в солнечном цикле (\hat{W}_{max}) и в предположении постоянства величины полярного источника. В таком случае этот источник будет представлен в сумме (1) как постоянный член (A). Второе слагаемое (1) характеризует действие магнитных активных областей, а третье слагаемое есть эффект от подфотосферных источников тороидальной компоненты магнитного поля.

Линейной функцией (1) аппроксимировались данные, представленные на рис. 1. Использовался ряд чисел Вольфа версии 1. Результаты аппроксимации представлены на рис. 1 линиями разного цвета. Получены следующие величины коэффициентов (1): $A = -0.0043$, $B = 0.025$, $C = 0.068$ для периода роста солнечной активности (положительная фаза) и $A = +0.0051$, $B = 0.043$, $C = 0.099$ при спаде активности (отрицательная фаза).

Обсуждение

Активные области на фотосфере возникают и существуют с той или иной степенью случайности. И числа Вольфа отражают такую случайность. Но при том, есть четкая тенденция изменения числа Вольфа с фазой солнечного цикла, которая определяется мощностью генерации тороидального магнитного поля. В таком случае $\langle W \rangle / \hat{W}_{max} \approx faza$ и, значит, коэффициенты B и C (1) одного масштаба. Тогда B/C есть отношение вкладов в магнитное поле короны фотосферных активных областей и подфотосферных источников. А доля фотосферных источников относительно общего вклада источников тороидальной компоненты магнитного поля будет $B/(B + C)$. Эта относительная доля, согласно найденным значениям (1), составит 27% для периода роста солнечной активности и 30% для периода спада.

На уровне фотосферы активные области имеют большие напряженности (на порядок величины) магнитного поля по сравнению с проявлениями подфотосферных источников. И при использовании фотосферных данных для расчетов коронального магнитного поля можно ожидать, что магнитные поля от подфотосферных источников не будут учтены в полной мере. В таком случае расчеты коронального поля должны давать заниженные значения до 3-х раз. Действительно, в минимумах активности такого рода различия между расчетными величинами и наблюдаемыми имеют место быть [5].

Выводы

В эпоху низкой солнечной активности, как оказалось, конфигурация коронального магнитного поля линейным образом зависит от фазы солнечного цикла. На основе этой линейности удалось оценить вклады в формирования корональной магнитной конфигурации источников магнитного поля, генерируемых в основании конвективной зоны Солнца. Оказалось, что доля фотосферных источников, проявляющиеся как активные области, составляет не более 30% от суммарного вклада всех источников тороидальной компоненты магнитного поля Солнца. Эта найденная особенность объясняет, в частности, значимое различие между расчетными и регистрируемыми магнитными параметрами солнечного ветра.

Литература

1. *Weber M. A., Fan Y., Miesch M.S.* // *Astrophys. J.*, 2011, v. 741, p. 11(14).
2. *McIntosh P.S., Wilson P.R.* // *Solar Phys.*, 1985, v. 97, pp. 59-79.
3. *Merzlyakov V.L., Starkova L.I.* // *Geomagn. Aeron.*, 2015, v. 55, № 8, pp. 1066-1070.
4. *Merzlyakov V.L., Starkova L.I.* // *Geomagn. Aeron.*, 2019, v. 59, № 8.
5. *Stevens M.L., Linker J.A., Riley P., Hughes W.J.* // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Phys.*, 2012, v. 83, pp. 22-31.

ИЗГИБНЫЕ КОЛЕБАНИЯ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ, СОДЕРЖАЩИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ТОКИ

Михаляев Б.Б., Дертеев С.Б., Шивидов Н.К., Тухкин И.Ю.

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

KINK OSCILLATIONS OF CORONAL LOOPS WITH ELECTRIC CURRENTS

Mikhalyaev B.B., Derteev S.B., Shividov N.K., Tukhkin I.Yu.

Kalmyk State University, Elista, Russia

Kink oscillations on coronal loops is one of main objects of the study in the coronal seismology, they are observed usually in the extreme ultraviolet emission. Its properties are studied well in the approximation of the linear magnetohydrodynamics for a model of a uniform magnetic tube. Now we study the kink-mode of coronal loops that consists of a cylindrical core with axial magnetic field and coaxial annulus with purely azimuthal magnetic field. One can expect that the formation of such magnetic flux tubes consisting of two parts is a natural result of the evolution of twisted magnetic tubes transported in the solar atmosphere from the convection zone. New wave solutions are presented in the annulus that have singularity in a nonzero point. A solution of the dispersion equation for kink-mode shows undamping free kink oscillations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-297-300

Изгибные колебания корональных петель, непосредственно наблюдаемые в крайнем ультрафиолетовом диапазоне электромагнитных волн, являются одним из основных объектов исследования в корональной сейсмологии [1–3]. МГД-теория линейных колебаний корональных магнитных трубок подробно разработана для случая модели однородной магнитной трубки в целом ряде работ [4–5]. В настоящей работе рассматриваются колебания магнитной трубки, содержащей продольную компоненту электрического тока. Подобная трубка может служить моделью корональной петли, в которой электрический ток течет вдоль петли от одного основания к другому. Концепция продольного электрического тока лежит в основе модели простых петельных вспышек Альфвена-Карлqvиста [2–3].

Мы рассматриваем магнитную трубку, состоящую из двух коаксиальных, вложенных друг в друга частей [6–7]. Центральная часть, именуемая шнуром, содержит однородное продольное поле и характеризуется альвеновской скоростью V_i . Во внешней среде структура поля аналогичная, и альвеновская скорость равна V_e . Во внешней части трубки, которую мы называем оболочкой, поле азимутальное и потенциальное: $(0, B_0/ar, 0)$. Здесь α есть постоянный параметр, r – радиальная координата в цилиндрической системе координат, ось z которой совпадает с осью трубки. Плотность плазмы в оболочке убывает с радиусом как $\rho_0/\alpha^2 r^2$ (рис. 1),

поэтому здесь альвеновская скорость V_0 постоянна. Ранее нами были изучены радиальные моды подобной трубки [7–8], представляющие собой захваченные осесимметричные быстрые магнитозвуковые волны. В корональных условиях мы пренебрегали газовым давлением по сравнению с магнитным. Из требований равновесия вытекают следующие соотношения $B_i \alpha b = B_0 = B_e \alpha a$.

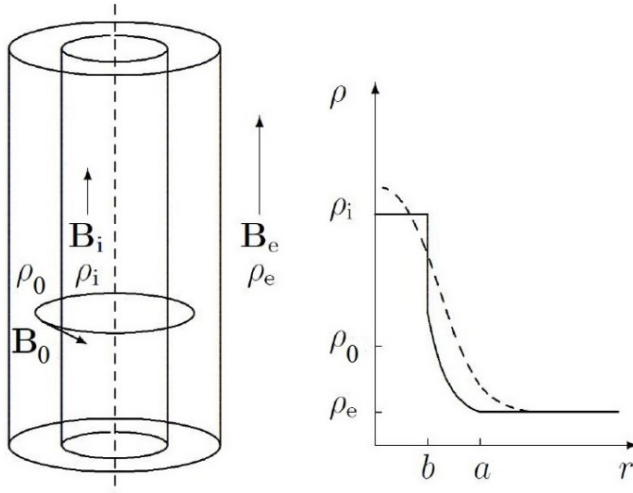


Рис. 1. Общий вид магнитной трубки и распределение плотности плазмы, b есть радиус шнура, a – радиус трубки.

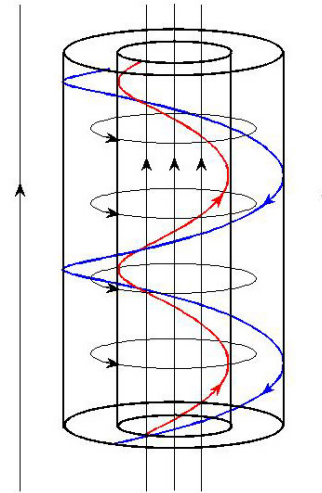


Рис. 2. Распределение электрических токов, имеющих поверхностный характер.

Здесь в тех же условиях мы рассматриваем быстрые магнитозвуковые моды в виде изгибных возмущений. Соответствующее азимутальное число $m = 1$. Нас интересует вопрос о существовании незатухающих свободных колебаниях, спектр которых так подробно изучен в случае однородной магнитной трубки. Возмущения записываются в форме

$$v_r = AV(r)\exp(ikz + i\varphi - i\omega t). \quad (1)$$

Для радиальной компоненты скорости и возмущения полного давления записываются граничные условия

$$V_i(b) = V_0(b), \quad V_e(a) = V_0(a), \quad (2)$$

$$P_i(b) = P_0(b) + \frac{B_0^2}{4\pi i \omega \alpha^2 b^3} V_0(b), \quad P_e(a) = P_0(a) + \frac{B_0^2}{4\pi i \omega \alpha^2 a^3} V_0(a). \quad (3)$$

Индексом «0» обозначены величины, относящиеся к оболочке. Если волновые распределения в шнуре и во внешней среде даются формулами, справедливыми для незатухающих свободных изгибных колебаний однородной трубки

$$P_i = A_1 J_1(\lambda_i r), \quad V_i = \frac{(-i\omega)\lambda_i A_1 J'_1(\lambda_i r)}{e_i(\omega^2 - V_i^2 k^2)}, \quad \lambda_i = \sqrt{\frac{\omega^2}{V_i^2} - k^2}, \quad (3)$$

$$P_e = A_4 K_1(\lambda_e r), V_e = \frac{(-i\omega)\lambda_e A_4 K_1(\lambda_e r)}{\rho_e(\omega^2 - V_e^2 k^2)}, \lambda_e = \sqrt{-\frac{\omega^2}{V_e^2} + k^2}, \quad (4)$$

то в оболочке для радиальной зависимости имеется нестандартное уравнение вида

$$\begin{aligned} \xi^2(\xi^2 - 1) \frac{d^2 P_0}{d\xi^2} + \xi(3\xi^2 - 5) \frac{dP_0}{d\xi} + [(1 - \chi^2)\xi^4 + (\chi^2 - 2)\xi^2 - 3]P_0 \\ = 0, \xi = \frac{r\omega}{V_0}, \chi = \frac{V_0 k}{\omega}. \end{aligned} \quad (5)$$

Помимо нулевой особой точки, связанной с геометрией задачи, оно имеет особую точку $\xi = 1$, имеющую смысл резонанса: на длине окружности радиуса $r = V_0/\omega$ укладывается ровно одна длина волны. Для баллонных мод $m > 1$ должно укладываться m длин волн.

Решения радиального уравнения (5) мы будем рассматривать в единичном круге

$$|\xi| < 1, \quad (6)$$

используя разложения в окрестности нулевой точки, которые имеют вид

$$W_1 = \xi^{-1} \sum_{n \geq 0} a_n \xi^n, W_2 = W_1 \ln \xi + \xi^{-3} \sum_{n \geq 0} b_n \xi^n. \quad (7)$$

Коэффициенты разложений находятся с помощью рекуррентных соотношений. Волновое распределение в оболочке записывается в виде

$$P_0 = A_2 W_1(\lambda_0 r) + A_3 W_2(\lambda_0 r), \lambda_0 = \omega/V_0, \quad (8)$$

$$(\xi^2 - 1) \frac{\rho_0 \omega^3}{(-i\omega)\alpha^2 V_0} V_{r0} = \xi^2 \frac{d}{d\xi} \xi^2 P_0. \quad (9)$$

Подставляя найденные волновые распределения в граничные условия и приравнявая нулю определитель получающейся системы уравнений для произвольных коэффициентов A_1, A_2, A_3, A_4 , получаем дисперсионное уравнение, связывающее частоту ω и продольное волновое число k .

Решая дисперсионное уравнение относительно ω для различных значений k , нужно иметь в виду условие отсутствия резонанса (6), которое накладывает ограничение сверху на значения волнового числа. Исходя из этого, мы рассматриваем небольшие его значения ($ka \ll 1$). Результаты при $V_0 = V_e$ представлены на рисунках 3 и 4. Основной вывод заключается в том, что незатухающие свободные колебания действительно существуют. Более подробный анализ требует рассмотрения других возможных значений V_0 и изучение роли резонанса в поведении изгибных колебаний.

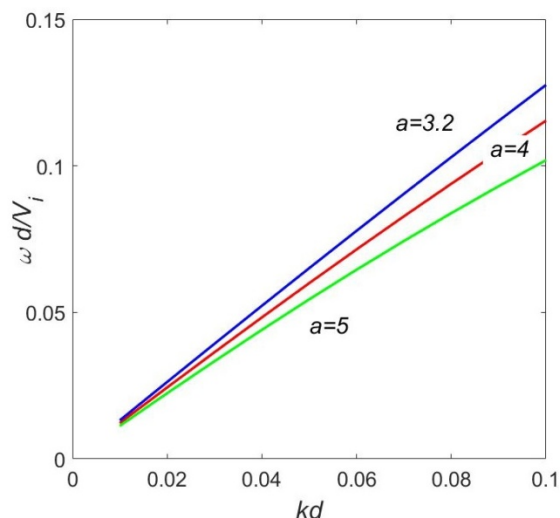


Рис. 3. Кривая зависимости $\omega(k)$.

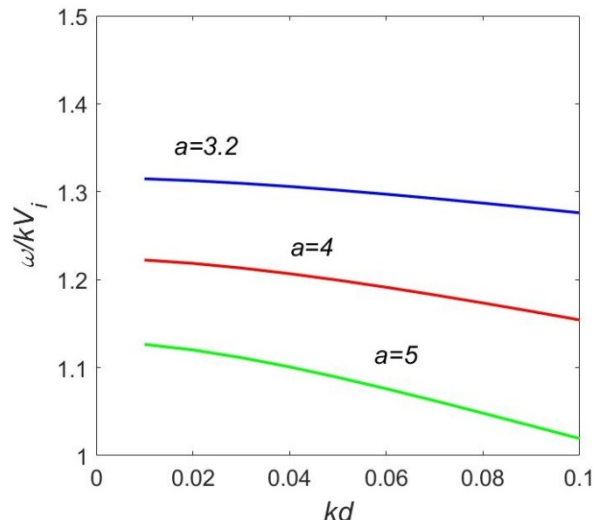


Рис. 4. Кривая зависимости фазовой скорости от волнового числа.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 15-12-20001).

Литература

1. *Aschwanden M.J.* Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions. 2005. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg, New York.
2. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // УФН. 2008. Т. 178. Вып. 11. С. 1165.
3. *Stepanov A.V., Zaitsev V.V., Nakariakov V.M.* Coronal seismology. 2012. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg, New York.
4. *Зайцев В.В., Степанов А.В.* // Иссл. геомагн. аэрон. и физике Солнца. 1975. Вып. 37. С. 3.
5. *Edwin P.M., Roberts B.* // Solar Phys. 1983. V. 88. P. 179.
6. *Михаляев Б.Б.* // Письма в Астрон. журнал. 2005. Т. 31. № 6. С. 456.
7. *Михаляев Б.Б., Хонгорова О.В.* // Письма в Астрон. журнал. 2012. Т. 38. № 10. С. 746.
8. *Khongorova O.V., Mikhalayev B.B., Ruderman M.S.* // Solar Phys. 2012. V. 280. P. 153.

ОБ ИСТОЧНИКЕ ГЕНЕРАЦИИ СУБ-ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ 2 АПРЕЛЯ 2017

Моргачев А.С.^{1,2}, Цап Ю.Т.^{2,3}, Моторина Г.Г.^{2,4}, Смирнова В.В.^{2,5}

¹НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

²ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия

³КрАО РАН, Научный, Крым, Россия

⁴Астрономический институт Чешской академии наук, Чешская Республика

⁵Университет Турку, Турку, Финляндия

SOURCE OF SUB-TERAHETZ EMISSION FROM THE 2 APRIL 2017 SOLAR FLARE

Morgachev A.S.^{1,2}, Tsap Yu.T.^{2,3}, Motorina G.G.^{2,4}, Smirnova V.V.^{2,5}

¹Radiophysical Research Institute of Lobachevsky University, Nizhny Novgorod

²Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg

³Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea

⁴Astronomical Institute ASCR, 251 65 Ondrejov, Czech Republic

⁵University of Turku, Turku, FI20014 Finland

Analysis of millimeter (93 and 140 GHz) emission, obtained by the RT-7.5 radio telescope of the Bauman Moscow State Technical University, from the 2 April 2017 solar flare was carried out. Based on flaring atmosphere model by Machado et al. [3] the emission contribution function was calculated and main radiation characteristics were determined. It is shown that the sub-THz emission is formed in thin layer with depth of about 10 km and plasma temperature of order 10^5 K. The model of this chromospheric layer is calculated. The obtained results suggest the chromosphere source heating by thermal flows from overlying flaring regions.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-301-304

К настоящему времени получено много указаний, свидетельствующих об определяющем вкладе в суб-терагерцевое (0.1–1 ТГц) излучение с положительным наклоном спектра тепловой плазмы [2, 4–6]. Однако вопрос о природе источника излучения остается открытым. Решение данной проблемы позволит получить ценную информацию о механизмах нагрева вспышечной плазмы. При этом большую помощь может оказать исследование временных задержек между профилями излучения в различных диапазонах. Ранее авторы работы [4] провели анализ микроволнового, ультрафиолетового и рентгеновского излучения солнечной вспышки 2 апреля 2017 г. с положительным наклоном спектра между частотами 93 и 140 ГГц, обнаруженным на радиотелескопе РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана. Подобие в поведении временных профилей наблюдаемого миллиметрового и мягкого рентгеновского излучений легло в основу предположения о тепловой природе миллиметрового всплеска. Исходя из расчета дифференциальной меры эмиссии, был сделан вывод о пренебрежимо малом вкладе в

миллиметровую компоненту тепловой корональной плазмы с температурой $T = 3 \cdot (10^5 - 10^7)$ К и соответственно важной роли вспышечной хромосферной плазмы в генерации излучения.

Цель настоящей работы – определить характеристики источника миллиметрового излучения, а также по возможности выяснить природу нагрева теплового хромосферного источника во вспышке 2 апреля 2017 г.

Нами была рассмотрена полуэмпирическая модель вспышечной атмосферы [3] для случая сильной вспышки. Используя модельные высотные распределения температуры и концентрации плазмы (рис. 1), рассчитана зависимость спектрального потока излучения

$$F_\nu(h) = \frac{S}{R^2} \int_0^h CF(h') dh', \quad (1)$$

функции вклада

$$CF(h) = \eta_\nu(h) \exp\left(-\int_h^H k_\nu dh\right) \quad (2)$$

и оптической толщины источника

$$\tau_\nu(h) = \int_h^H k_\nu dh, \quad (3)$$

где η_ν и k_ν – коэффициенты излучения и поглощения тепловой плазмы [1], $S = 1.4 \cdot 10^{18}$ см² – площадь источника, оцененная по картам жесткого рентгеновского излучения [4] и расстояние $R=1$ а.е. Как видно из рис. 1, поток излучения на частоте 140 ГГц больше, чем на 93 ГГц, т.е. наклон спектра – положительный. Значение функции вклада $CF(h)$ ниже определенной высоты близко к нулю из-за сильного поглощения в плотной и относительно холодной хромосферной плазме (рис. 1). Излучение на частотах 93 и 140 ГГц определяется плазмой верхней хромосферы и переходной области. Наибольший вклад в излучение вносит хромосферный слой толщиной менее 10 км с температурой $(3-10) \cdot 10^4$ К и электронной концентрацией $n_e = 10^{12} - 10^{13}$ см⁻³.

Однако объяснить наблюдаемые во вспышке 2 апреля 2017 г. максимальные потоки излучения (рис. 3 сверху) в рамках рассмотренной модели атмосферы не удастся. В связи с этим, мы оценили температуру и концентрацию электронов геометрически тонкого ($l = 10$ км) однородного теплового источника, при которых расчетные потоки излучения на частотах 93 и 140 ГГц соответствовали бы наблюдаемым во вспышке 2 апреля 2017 г. с учетом погрешностей измерений радиотелескопа РТ-7.5, равным 15 и 30% (рис. 3 верхняя панель, сплошная и пунктирная линии). Результаты численных расчетов представлены на рис. 2. Для каждого момента времени разброс найденных значений температуры плазмы сравнительно мал, тогда как электронную концентрацию можно определить лишь с точностью до порядка. Последнее обстоятельство объясняется слабой зависимостью ин-

тенсивности оптически толстого теплового источника от плотности плазмы. Характерные значения температуры модельного источника на фазе роста и спада миллиметрового всплеска составляют 10^5 – $3 \cdot 10^5$ МК и только в максимуме вспышки достигают $6 \cdot 10^5$ МК, что соответствует переходной области хромосферы. Это хорошо согласуется с расчетами меры эмиссии вспышечной плазмы, выполненными в работе [4] по наблюдениям крайнего ультрафиолетового излучения на AIA/SDO, согласно которым корональная плазма с $T > 6 \cdot 10^5$ МК не вносит существенный вклад в наблюдаемое миллиметровое излучение.

Для того чтобы выявить механизм нагрева источника миллиметрового излучения, мы исследовали наблюдаемые временные задержки между мягким рентгеновским и миллиметровым излучением. Как следует из проведенных расчетов, температура рентгеновской плазмы достигает максимума раньше (07:58 UT, рис. 3, нижняя панель) пика миллиметрового излучения на 6 мин. 40 сек (рис. 3 верхняя панель). На наш взгляд, столь значительную временную задержку можно объяснить тем, что основной вклад в нагрев плазмы переходной области и хромосферы вносят тепловые корональные потоки.

Предположим, что нагрев происходит в результате передачи тепла из верхних слоев атмосферы нижним посредством теплопроводности. Как известно, мощность теплопроводного нагрева слоя столкновительной плазмы толщины l согласно [7] можно оценить следующим образом:

$$q = \kappa \frac{d}{ds} \left(T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) = \kappa \frac{2}{7} \frac{d}{ds} \left(\frac{dT^{7/2}}{ds} \right) = \kappa \frac{2}{7} \frac{d^2 T^{7/2}}{ds^2} \approx \frac{2}{7} \frac{T^{7/2}}{l^2} \quad (4)$$

где T – температура плазмы, $\kappa = 10^{-6}$ эрг $\text{см}^{-1} \text{с}^{-1} \text{К}^{-1}$ – коэффициент электронной теплопроводности Спитцера. Откуда, положив концентрацию нейтральных атомов $n_H = n_e$ (Machado et al., 1980), что соответствует тепловой энергии плазмы $E_{th} \approx 3/2(n_e + n_i + n_H) = 9/2 n_e k_B T$, где постоянная

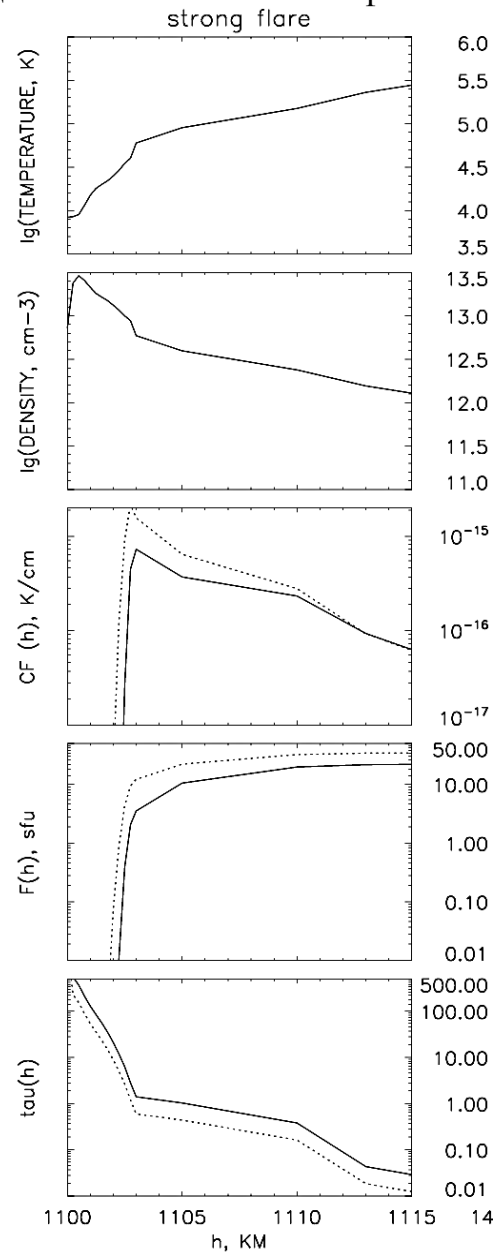


Рис. 1.

Больцмана $k_B = 1.38 \times 10^{-16}$ эрг K^{-1} , для характерного времени теплопроводного нагрева хромосферной прослойки получим:

$$\tau \approx \frac{E_{th}}{q} = \frac{63k_B n_e}{4\kappa T^{5/2} / l^2} \quad (5)$$

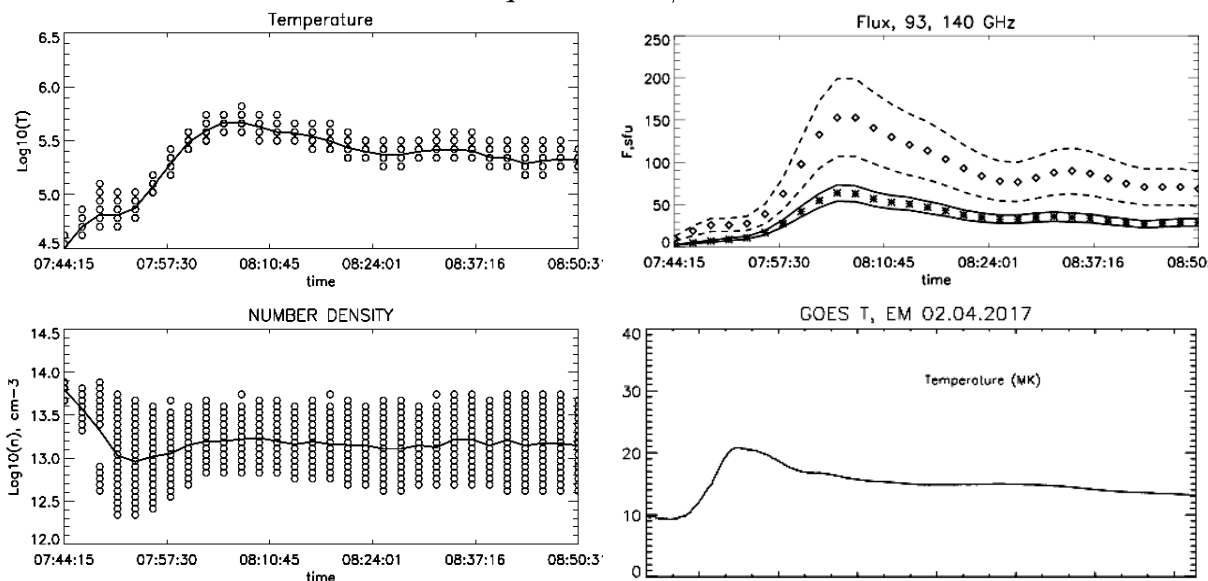


Рис. 2.

Рис. 3.

Полагая в формуле (5) $l = 10^6$ см, $T = 3 \cdot 10^5$ К и $n_e = 10^{13}$ cm^{-3} , находим $\tau \approx 435$ с. Полученное значение $\tau \approx 7$ мин приблизительно совпадает с характерным временем задержки между пиками миллиметрового излучения и температуры. Следовательно, можно предположить, что именно тепловой поток, направленный из короны в нижнюю атмосферу, мог привести к нагреву хромосферного источника, ответственного за генерацию наблюдаемого миллиметрового излучения.

Работа выполнена при поддержке грантов: РФФИ 18-02-00856 А (Цап Ю.Т.), программой ПРАН П-12 (Смирнова В.В., Цап Ю.Т.) «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной», научной школы НШ-7241.2016.2 и проектов RVO:67985815, LM2015067: EU-ARC.CZ – National Research Infrastructure by Ministry of Education of the Czech Republic (Моторина Г.Г.) и финансовой поддержке Минобрнауки (госзадание № 3.2722.2017/4.6) (Моргачев А.С.).

Литература

1. Dulk G.A. Annual review of A&A., 1985, V. 23. P. 169.
2. Kontar E.P. et al. A&A, 2018, V. 620, id.A95, 6 p.
3. Machado M.E. et al. ApJ Pt.1, 1980, V. 242. № 15, P. 336-351.
4. Morgachev A.S. et al. Ge&Ae, 2018, V. 58. Issue 8, P. 1113-1122.
5. Trotter G. et al. SoPh, 2011, V. 273. Issue 2, P.339-361.
6. Tsap Yu.T. et al. ASR, 2016, V. 57 № 7, P. 1449-1455.
7. Tsap Yu.T. et al. Ge&Ae, 2016, V.56. Issue 8, P.1104-1109.

ВАРИАЦИИ НАПРЯЖЕННОСТИ МЕЖПЛАНЕТНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ДЛИТЕЛЬНЫХ ВРЕМЕННЫХ ШКАЛАХ

Наговицын Ю.А.^{1,2}, Осипова А.А.¹

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

²Государственный университет аэрокосмического приборостроения,
Санкт-Петербург, Россия

INTERPLANETARY MAGNETIC FIELD VARIATIONS ON THE LONG TIME SCALES

Nagovitsyn Yu.A.^{1,2}, Osipova A.A.¹

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

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

The IDV index of geomagnetic activity is used by many researchers as a proxy of the interplanetary magnetic field B . Using the original MSR multiscale regression method based on the wavelet transform, in this work we initially obtained a long series of B starting from 1845. Then based on the new versions 2.0 of the sunspot number and group sunspot number using MSR method and this series as a reference, interplanetary magnetic field strength starting from 1610 was reconstructed. Further extension of the reconstruction is associated with radiocarbon reconstructions of solar activity at a time scale up to several millennia.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-305-308

Введение. Напряженность B межпланетного магнитного поля (ММП) на орбите Земли – важный параметр космической погоды. Она измеряется с помощью космических аппаратов, начиная с середины 60-х годов 20-го века. С другой стороны, имеются длительные ряды геомагнитных индексов, измерение которых началось в середине 19-го века. Как показано в [1], можно на основе геомагнитных индексов (а именно, введенного индекса IDV – Inter-Durnal Variability index) восстановить историю изменений B за последние полтора века. Кроме того, основным источником изменений ММП является солнечная активность, ряд которой (версия 2.0 [2] вместе с рядом [3]) охватывает уже 400 лет. Также имеются реконструкции поведения солнечной активности по радиоуглеродным изменениям, продолжительность которых охватывает уже тысячелетия. Однако имеется ряд трудностей, из-за которых простые регрессии между восстанавливаемыми и восстанавливающими данными оказываются неточными. Основная из них – регрессии между индексами оказываются различными для разных временных шкал, создаваемых циклическими разного временного масштаба.

1. Метод мультимасштабных регрессий. Ранее [4] нами предложен метод MSR (Multi-Scale Regressions method или метод мультимасштабных ре-

грессий), позволяющий учитывать при реконструкциях различный характер связи между сравниваемыми величинами в зависимости от временного масштаба τ . Кратко, его суть в следующем. Имеется короткий ряд восстанавливаемого индекса $y(t), t \in [t_1, t_2]$, и более длинный – его *proxu* $x(t), t \in [t_1, t_3], t_3 > t_2$. На интервале $[t_1, t_2]$ производим вейвлет-преобразование $x(t)$ и $y(t)$, в пространстве вейвлет-коэффициентов получаем регрессии для разных временных масштабов (квазипериодов) τ . После этого применяем полученные соотношения для вейвлет-коэффициентов $x(t)$ на интервале $[t_1, t_3]$. Наконец, делаем обратное вейвлет-преобразование и получаем длительную реконструкцию $y(t)$ по *proxu* $x(t)$.

2. Реконструкция B на 150-летней шкале. Свальгаард и Клайвер [1], а также другие авторы для реконструкции напряженности ММП на этой шкале использовали ряды геомагнитного IDV -индекса. Нами его различные ряды были приведены в единую шкалу (остаточный коэффициент корреляции $k = 0.963$). Затем был вычислен прямой (т.е. без применения MSR-метода) коэффициент корреляции: $k = 0.931$. Применяя метод MSR, мы получили реконструкцию B , с 1845 года по наши дни.

Коэффициент корреляции между реконструкцией и наблюдаемыми значениями составил $k = 0.948$. Хотя он не намного больше, чем при прямой корреляции, показано, что он описывает более адекватно как более короткие,

так и более длительные вариации, чем 11-летний цикл.

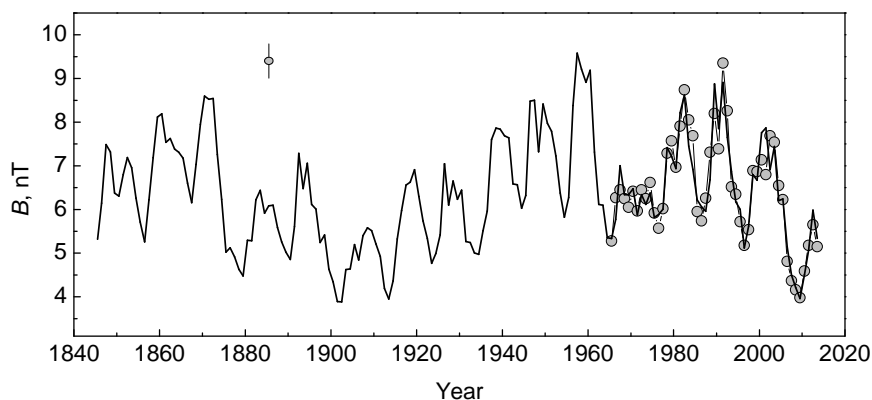


Рис. 1. MSR-реконструкция изменений напряженности ММП (сплошная линия) в сравнении с наблюдаемыми его значениями (кружки).

3. Реконструкция B на 400-летней шкале. С наиболее общей точки зрения ММП является порождением солнечной активности. Поэтому в качестве *proxu* для напряженности ММП на 400-летней шкале могут быть использованы ряды версии 2.0 числа пятен SN [2] и числа групп пятен GN [3]. Ряд [3] был переведен в шкалу [2]: $SN = 18.3 GN$ ($k = 0.94$). Обозначим полученный 400-летний ряд W . Будем считать $B = f(W^S)$. Вначале по-

смотрим, какому S лучше всего удовлетворяет линейная форма $B = a + bW^S$ в версии 2.0 – см. рис. 2а).

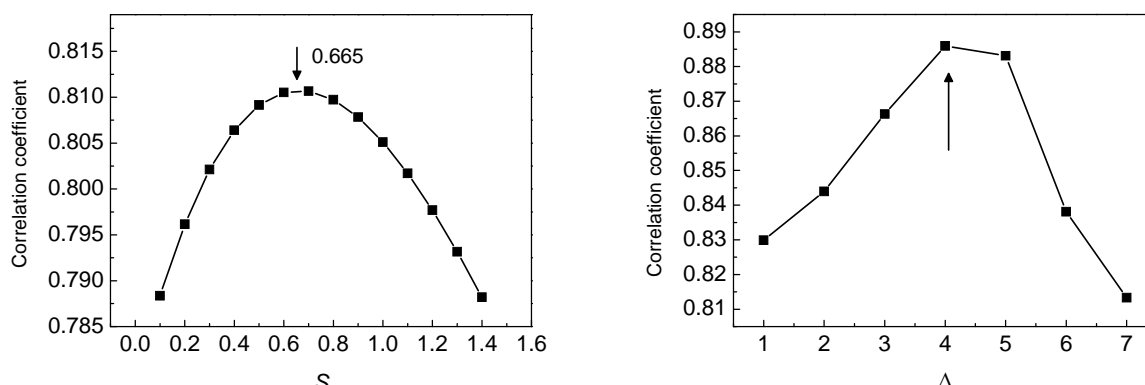


Рис. 2. а) поиск наилучших значений S ; б) поиск наилучших значений Δ

Без потери точности будем считать $S = 2/3$. Обозначим $R \equiv W^{2/3}$. Корреляция B и R составляет 0.811. Далее, очевидно, что и IDV , и B связаны не только с пятенным, но и с крупномасштабным магнитным полем Солнца. Имея в виду, что вариации крупномасштабного поля предваряют вариации пятенного [5], найдем, какому сдвигу лучше всего удовлетворяет регрессия $B(t) = a + bR(t) + cR(t - \Delta)$ – см. рис.2 б). Получается $\Delta = 4$ года. Коэффициент корреляции становится уже 0.886. Теперь строим MSR-модель: $B(t) = \sum_{\tau} a(\tau) + b(\tau)R(\tau, t) + c(\tau)R(\tau, t - \Delta)$, $\tau = 2^n$. Коэффициент корреляции стал еще больше: 0.918. А если исключить первые 9 лет (ненадежные измерения), то он становится $k = 0.940$. Можно также использовать другую MSR-модель: $B(t) = \sum_{\tau} a(\tau) + b(\tau)R(\tau, t) + c(\tau)\dot{R}(\tau, t)$. Модели коррелируют между собой с $k = 0.993$. На их основе строим реконструкцию B на 400-летней шкале – рис. 3.

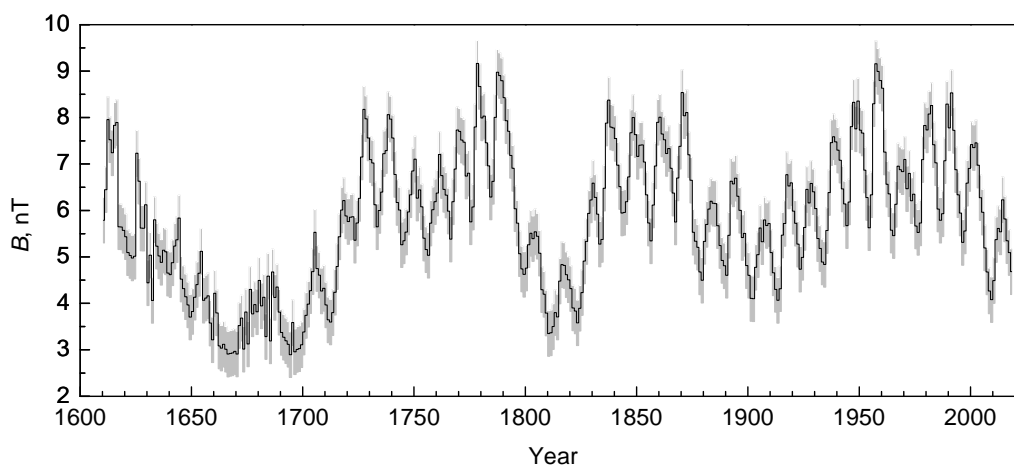


Рис. 3. Реконструкция B на 400-летней временной шкале

3. Реконструкция B на тысячелетней и сверхтысячелетней шкалах.

Модель выберем в виде $B(t) = \sum_{\tau} a(\tau) + b(\tau)R(\tau, t) + c(\tau)\dot{R}(\tau, t)$, используем

реконструкцию Усоскина [6], полученную по радиоуглероду, и вначале построим реконструкцию B для 1000-летней, используя как опорный ряд B из предыдущего раздела, а потом – для более длительной шкалы – опорным сделаем полученный ряд, усредненный с 400-летним на интервале пересечения. Результат приведен на рис.4.

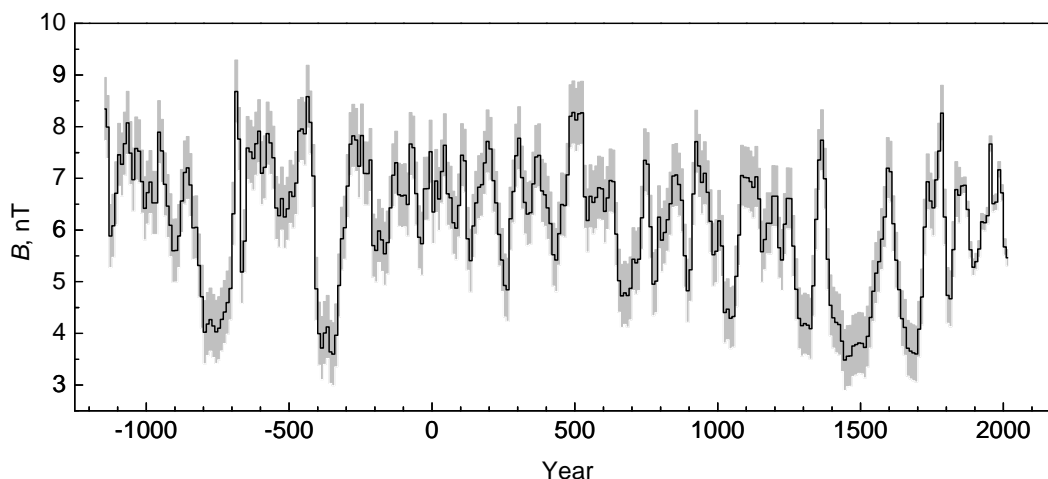


Рис. 4. Реконструкция B на 3200-летней временной шкале.

4. Результаты и выводы. Выше мы получили реконструкции изменений напряженности ММП на различных временных шкалах. Это основной результат. Рассмотрим реконструкцию на рис. 4. Рассчитаем средние B за 200 лет (избавившись т.о. от цикла Зюсса) и посмотрим 3000-летнюю тенденцию. Оказывается, в последние 3200 лет напряженность ММП испытывает тренд на убывание -0.45 nT/ 1000 лет – рис. 5. Это примечательное обстоятельство, и оно должно быть в дальнейшем осмыслено.

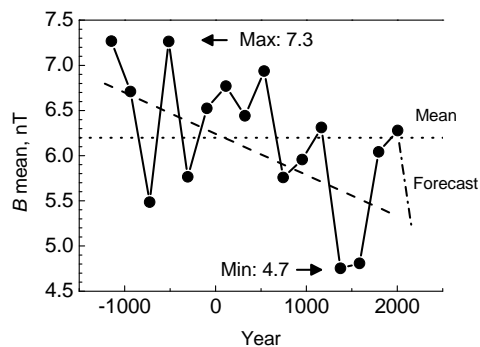


Рис. 5. Длительные изменения B для последних 3200 лет.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00088, 18-32-00555 и Программы ПРАН.

Литература

1. Svalgaard, L. & Cliver, E.W., JGRA, 2005, 110, Issue A12, CiteID A12103.
2. Clette, F., Svalgaard, L., Vaquero, J.M., & Cliver, E.W. 2014, Sp. Sci. Rev., 186, 35.
3. Svalgaard, L. & Schatten, K.H., 2016, SPh, 291, 2653.
4. Nagovitsyn, Y., Ivanov, V.G.; Miletsky, E.V., Volobuev, D.M., 2004, SPh, 224, 103.
5. Makarov V.I., Tlatov A.G., Callebaut D.K., et al., 2001, SPh, 198, 409.
6. Usoskin, I.G., Hulot, G., Gallet, Y., et al., 2014, Astron. Astrophys., 562, L10.

SOLAR AND ATLANTIC OCEAN INFLUENCE ON CLIMATE OF FENNOSCANDIA

Ogurtsov M.G.^{1,2}, Jungner H.³

¹*Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia*

²*Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*

³*University of Helsinki, Finland*

ВЛИЯНИЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И АТЛАНТИЧЕСКОГО ОКЕАНА НА КЛИМАТ ФЕННОСКАНДИИ

Огурцов М.Г.^{1,2}, Юнгнер Х.³

¹*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

²*ГАО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

³*Университет г. Хельсинки, Финляндия*

Восемь прямых и косвенных индексов: (а) летнего климата в Фенноскандии, (б) температуры поверхности океана в северной Атлантике, (в) солнечной активности, исследованы на временном интервале, охватывающем последние 3–4 столетия. Солнечно-климатические корреляции были изучены на различных временных шкалах. Новые свидетельства существования связи между активностью Солнца, температурой воды в северной Атлантике и летней температурой в северной Фенноскандии были получены с использованием новейших палеоданных. Показано, что эта взаимосвязь комплексная, нестабильная и её характер зависит от временной шкалы. Свидетельств влияния солнечной активности на климат восточной Фенноскандии не обнаружено.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-309-312

Introduction

Fennoscandia (particularly, its northern part) is a geographic region appropriate for examination of possible solar-climate connection. Actually, this domain is located at high latitudes i.e. (a) in a zone of a low geomagnetic rigidity cutoff where penetration of energetic cosmic ray particles into atmosphere is facilitated and (b) close to the area, affected by stratospheric polar vortex, which likely play important role in the formation of solar activity (SA) effects on the atmospheric circulation [1]. Potential connection between the climate of Northern Fennoscandia (NF) and activity of the Sun has been studied in a number of works [2-5]. The present work is aimed at examination of a link between (a) SA, (b) climate of North Fennoscandia, (c) climate of East Fennoscandia, (d) variations of SST at North Atlantic during the last 300-400 years. The performed analysis included study of correlation:

- (a) between the raw records (ES correlation);
- (b) between records filtered over a century-long scale (periods 53-133), corresponding to the Gleissberg solar cycle (CS correlation);
- (c) between records filtered over high-frequency scale (periods <30 years) corresponding to the Schwabe and Hale solar cycles (HFS correlation).

Data

All the data sets used in analyses: (a) have annual resolution that allows to use them for search of short-term correlations, (b) cover 3-4 last centuries that allows to use them for search of century-long correlations, (c) cover the sector of the Northern Hemisphere of interest for us. They are:

(a) A record of carbon stable isotope ratios $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ ($\delta^{13}\text{C}$) measured from tree rings from Northern Fennoscandia (NF) and covering the time interval 1600-2002 AD [6].

(b) A record of carbon stable isotope ratios $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ measured from tree rings from Eastern Fennoscandia (EF) and covering time interval 1600-2002 AD [6].

(c) A reconstructed record of SST in the North Atlantic (0–70° N) obtained by Gray et al. [7] (SST-Gray) using twelve tree-ring series;

(d) A reconstructed record of AMO obtained by Mann et al. [8] (AMO-Mann) using more than 1138 time series (tree-rings, ice-core, corals, speleothems etc.);

(e) A reconstructed record of July and August average daily sunshine hours (NFSunsh) based on the stable carbon isotope ratios $^{13}\text{C}/^{12}\text{C}$ measured from pine tree rings from Northern Fennoscandia [9].

(f) Instrumental sunspot number S_N during AD 1700–1995 [10].

(g) Solar modulation potential Φ_{NGRIP} (MV) calculated by Ogurtsov [11] using data on flux of ^{10}Be measured from an ice core from North Greenland (NGRIP core) by Berggren et al. (2009);

(h) Solar modulation potential Φ_{Dye3} (MV) calculated by Ogurtsov [11] using data on flux of ^{10}Be measured from an ice core from South Greenland (Dye-3 core) by Beer et al. (1994).

Results

Results of correlation analysis, performed over AD 1716-1985 are generalized in Tables 1. In the Table we use small letters E, H, C if the corresponding

Table 3. Correlations over AD 1716-1985.

	Φ (NGRIP)	Φ (Dye-3)	SST (Gray)	AMO (Mann)	$\delta^{13}\text{C}$ (NF)	$\delta^{13}\text{C}$ (EF)	S_N	NFSunsh
Φ (NGRIP)		EH	EH	EC	EHC		EHC	C
Φ (Dye-3)			H				EHC	
SST (Gray)				EHC	EH	EHC	E	EHC
AMO (Mann)					C			EC
$\delta^{13}\text{C}$ (NF)						EH	EH	EHC
$\delta^{13}\text{C}$ (EF)								EH
S_N								H
NFSunsh								

Correlation analysis, performed over AD 1600-1985 brought similar results.

ES, HFS and CS correlations are significant at a 0.90-0.95 confidence level (c.l.). If the significance exceeds 0.95 c.l. we use large letters. The significance of correlation between records (both raw and filtered) was estimated using a numerical random-phase test, which included a number of Monte Carlo simulations.

Conclusion

Analyses of the solar and climatic records showed that:

1) Solar activity actually influences climate of Northern Fennoscandia during the last 3-4 centuries. Character of solar-climatic link, however, varies with time. In a few cases effect weakens when we use novel and, likely, improved solar indexes (SN, Φ_{NGRIP} , Φ_{Dye3}).

2) Solar activity actually influences sea surface temperature at North Atlantic during the last 3-4 centuries. Character of this link also is not stable.

3) Solar-climatic link over the Northern Fennoscandian region most probably is mediated by a number of processes in the system ocean-atmosphere.

4) Connection between activity of the Sun and climate at Fennoscandia has a regional-scale distribution.

The obtained results shows need of further efforts in solar paleoastrophysics and paleoclimatology.

Acknowledgement

The work was supported by RFBR grants 18-02-00583, 19-02-00088.

References

1. Veretenenko, S., Ogurtsov, M. 2014. Stratospheric polar vortex as a possible reason for temporal variations of solar activity and galactic cosmic ray effects on the lower atmosphere circulation // *Adv. Space Res.* 54, 2467–2477.
2. Ogurtsov, M.G., Sonninen, E., Hiltunen, E., et al. 2011. Variations in tree ring stable isotope records from northern Finland and their possible connection to solar activity // *J. Atmos. Terr. Phys.* 73, 383–387.
3. Ogurtsov, M., Lindholm, M., Jalkanen, R., Veretenenko, S.V. 2013. New evidence of solar variation in temperature proxies from Northern Fennoscandia // *Adv. Space Res.* 52(9), 1647–1654.
4. Ogurtsov, M., Lindholm, M., Jalkanen, R., Veretenenko, S.V. 2017. North Atlantic sea surface temperature, solar activity and the climate of Northern Fennoscandia. *Adv. Space Res.* 59(4), 980–986.
5. Helama, S., Fauria, M.M., Mielikäinen, K., et al. 2010. Sub-Milankovitch solar forcing of past climates: Mid and late Holocene perspectives // *Geol. Soc. Am. Bull.* 122, 1981–1988.
6. Hiltunen, E., Berninger, F., Sonninen, E., et al. 2009. Stability of climate signal in carbon and oxygen isotope records and ring width from Scots pine (*Pinus sylvestris* L.) in Finland. // *J. Quat. Sci.* 24, 469–480.
7. Gray, S., Graumlich, L., Betancourt, J., Pederson, G. 2004. A tree-ring based reconstruction of the Atlantic Multidecadal Oscillation since 1567 AD // *Geophys. Res. Lett.* 31, L12205, doi:10.1029/2004GL019932.

8. Mann, M.E., Zhang, Z., Rutherford, S. et al. 2009. Global signatures and dynamical origins of the Little Ice Age and Medieval climate anomaly // *Science* 326, 1256–1270.
9. Gagen, M., Zorita, E., McCarroll, D., et al. 2011. Cloud response to summer temperatures in Fennoscandia over the last thousand years // *Geophys. Res. Lett.*, 38, L05701, doi:10.1029/2010GL046216.
10. SILSO, World Data Center – Sunspot Number and Long-term Solar Observations, Royal Observatory of Belgium, on-line Sunspot Number catalogue: <http://www.sidc.be/SILSO>
11. Ogurtsov, M.G. 2018. Solar activity during the Maunder Minimum: comparison with the Dalton Minimum // *Astron. Lett.* 44 (4), 278–288.
12. Berggren, A.-M., Beer, J., Possnert, G. et al. 2009. A 600-year annual ^{10}Be record from the NGRIP ice core, Greenland // *Geophys. Res. Lett.* 36, L11801, doi:10.1029/2009GL038004.
13. Beer, J., Baumhartner, S., Dittrich-Hannen, B. et al. 1994. Solar variability traced by cosmogenic isotopes. *The Sun as a variable star.* (ed. J.M. Pap). Cambridge University Press, New York. P. 291–300.

**ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО
ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПОТОК И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ
СПЕКТР ЖЁСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК**

Опарин И.Д.¹, Чариков Ю.Е.², Овчинникова Е.П.², Шабалин А.Н.²

¹*Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия*

²*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

**INFLUENCE OF THE ELECTRON-ELECTRON BREMSSTRAHLUNG
ON SOLAR FLARE HARD X-RAY FLUX AND ENERGY SPECTRUM**

Oparin I.D.¹, Charikov Yu.E.², Ovchinnikova E.P.², Shabalin A.N.²

¹*Peter the Great St. Petersburg Polytechnic University, St. Petersburg, Russia*

²*Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia*

The principal mechanism of Hard X-ray production in solar flares is the electron-nucleus bremsstrahlung. Generally the contribution of electron-electron bremsstrahlung is assumed to be neglected in non-relativistic approximation (photon energies below 300 keV). In this paper we present the Hard X-ray flux computation results, using relativistic electron-ion and electron-electron bremsstrahlung cross-sections. The focus is on the angular dependence of Hard X-ray flux, caused by pitch-angular anisotropy of accelerated electrons. It was shown that strongly beamed electron distributions with hard energy spectra can affect the Hard X-ray flux in energies about 100 keV. Also extremely powerful flare 28 October 2003 was studied using RHESSI observational data. Electron energy spectrum was recovered appreciating electron-electron bremsstrahlung.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-313-316

Электроны, ускоренные в ходе солнечной вспышки, могут рассеиваться как на ионах, так и на электронах тепловой плазмы вспышечных петель, генерируя жёсткое рентгеновское излучение. В отличие от электрон-ионного ($e-i$) тормозного излучения, являющегося по сути дипольным, дипольный момент системы электрон-электрон сохраняется, и, как следствие, электрон-электронное ($e-e$) тормозное излучение является квадрупольным. Спектральная энергия, излучаемая в интервале частот, в процессе электрон-электронного рассеяния в $(v/c)^2$ раз меньше дипольного излучения, возникающего при рассеянии на неподвижном ионе. Таким образом, $e-e$ механизм излучения становится эффективным и начинает быть сопоставимым с $e-p$ механизмом при энергиях электронов $E \geq 511$ кэВ.

В описании процесса электрон-электронного рассеяния существенную роль играет учёт энергии отдачи электрона-мишени и обменное взаимодействие. Сечения электрон-ионного и электрон-электронного тормозного излучения анизотропны, при этом степень продольной

анизотропии рентгеновского излучения увеличивается с ростом энергии излучающих электронов [1, 2]. Рассеяние пучка высокоэнергичных электронов в плазме с максвелловским распределением частиц удобно рассматривать в системе теплового электрона, считая его покоящимся. В отличие от $e-i$ механизма, где энергия излучающего электрона больше или равна энергии фотона, в случае $e-e$ рассеяния минимальная энергия излучающего электрона является функцией энергии фотона и угла рассеяния и оказывается выше энергии фотона. Для определения параметров ускоренных электронов по данным измерений спектров жёсткого рентгеновского излучения в высокоэнергичной области выше 300 кэВ, необходимо учитывать влияние $e-e$ рассеяния [3]. Питч-угловая анизотропия распределения ускоренных электронов, в свою очередь, может влиять на параметры фотонного спектра.

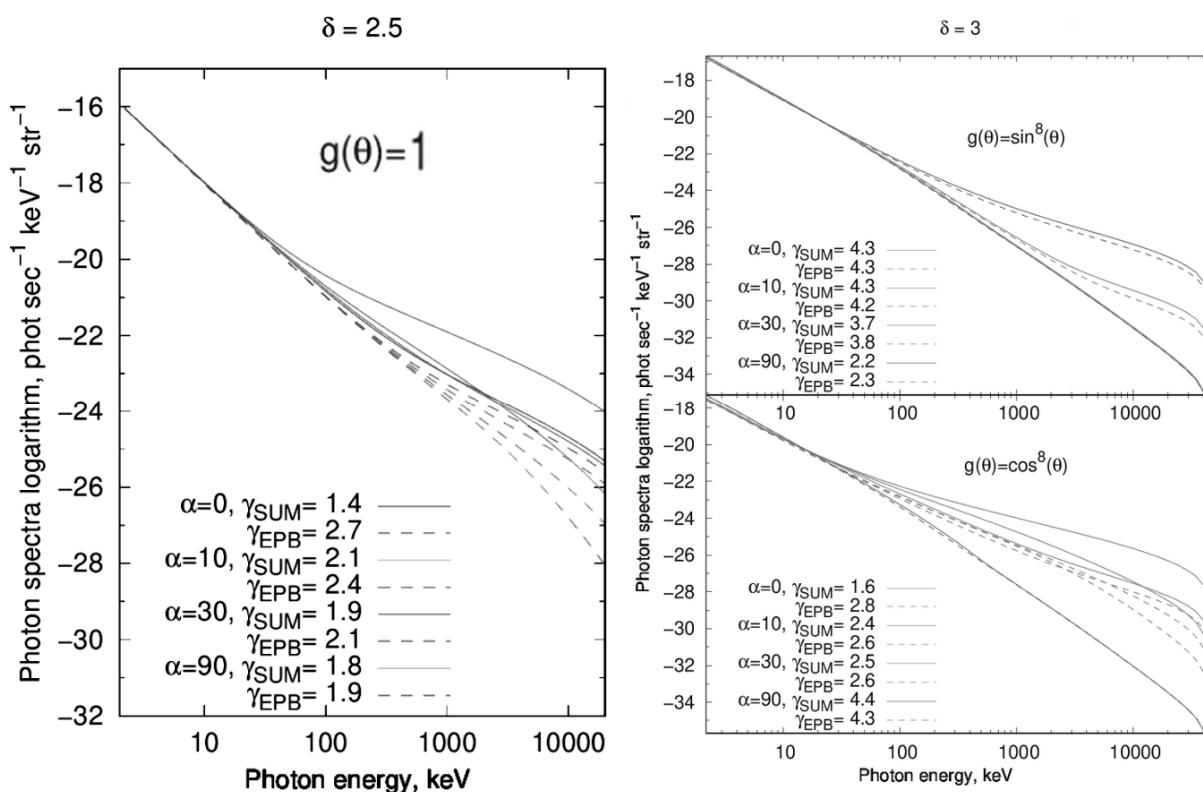


Рис. 1 Потоки тормозного рентгеновского излучения: электрон-ионный механизм (пунктирная линия) и с учётом потока $e-e$ излучения (сплошная линия) для различных углов наблюдения α и питч-угловых распределений (изотропного, квазипоперечного $g = \sin^8\theta$ и квазипродольного $g = \cos^8\theta$), соответствующие степенным энергетическим спектрам электронов $N(E) \sim E^{-\delta}$, при $n_i = n_e = 1 \text{ см}^{-3}$. Приведены показатели фотонного спектра γ_{EPB} для электрон-ионного механизма и для суммарного потока γ_{SUM} в области от 100 кэВ до 1.5 МэВ.

Анизотропия сечений тормозного излучения [2, 4] и питч-угловых распределений ускоренных электронов приводят к зависимости потока рентгеновского излучения от угла наблюдения – угла между волновым

вектором рентгеновского фотона и вектором магнитного поля в источнике излучения. Для вспышек в центре солнечного диска угол наблюдения α близок к 0° , для лимбовых событий $\alpha = 90^\circ$. Результаты расчёта потоков тормозного излучения в источнике приведены на рис. 1. Для жёстких электронных спектров с показателями $\delta \sim 2.5 - 3$ анизотропия может проявляться, начиная с энергий 100 кэВ. Из рис. 1 видно, что наибольшее влияние электрон-электронного рассеяния достигается при углах наблюдения α в интервале от 0° до 10° (т.е. события в центре диска): для изотропного и квазипродольного ($\cos^8\theta$) распределений разность показателей рентгеновских спектров $\Delta\gamma = \gamma_{ei+ee} - \gamma_{ei}$ в области от 100 до 1000 кэВ может превышать единицу. В случае квазипоперечного распределения ($\sin^8\theta$) максимальная разность показателей спектра с учётом и без учёта электрон-электронного рассеяния будет достигаться при углах наблюдения от 30 градусов и выше, при этом разность показателей будет пренебрежимо мала (показатели спектра практически совпадают), а угловая зависимость потока в этом случае обусловлена электрон-ионным механизмом излучения.

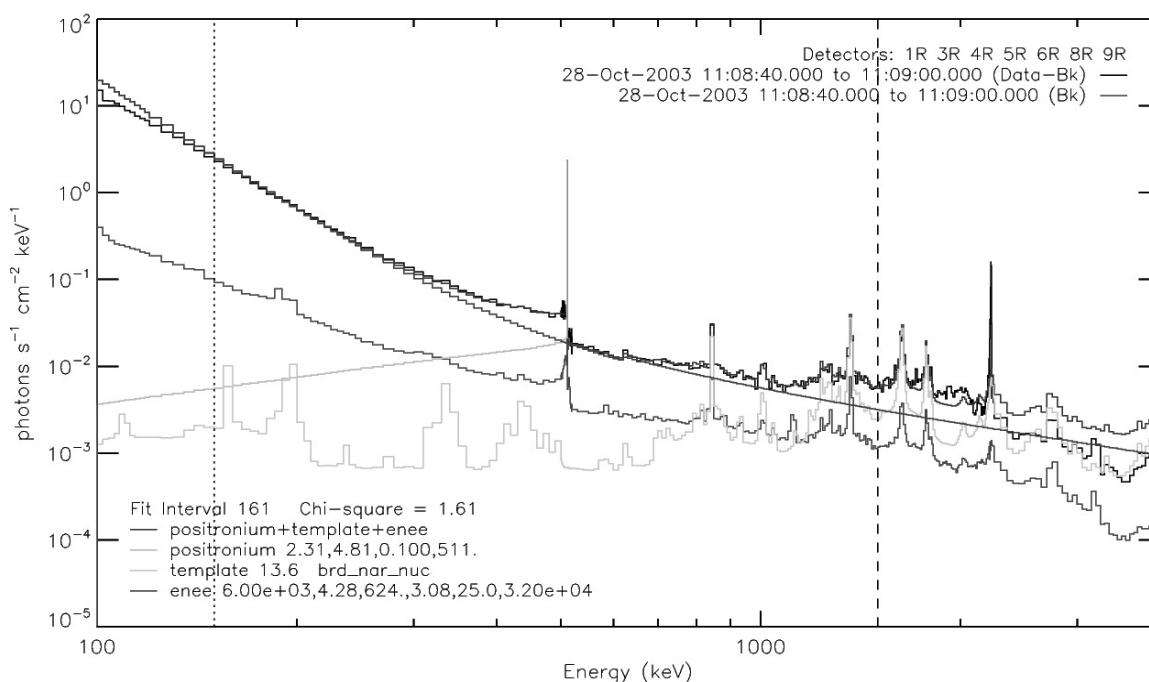


Рис. 2 Спектр вспышки 10 сентября 2003 года по данным спектрометра RHESSI, приведены результаты фитирования в модели *thin2+eeb* с учётом гамма-линий.

Вклад в поток жёсткого рентгеновского и гамма излучения электрон-электронного механизма излучения был оценен для чрезвычайно мощной вспышки 10 сентября 2003 года. Рентгеновский класс соответствовал X17.2. Для определения параметров ускоренных электронов использовался алгоритм forward-fitting с использованием аппроксимационной формулы для сечения $e-e$ рассеяния, проинтегрированного по углам [5].

По результатам фитирования определены параметры ускоренных электронов в модели тонкой мишени *thin2* и тонкой мишени с учётом *e-e* тормозного излучения *thin2+eeb* (см. рис. 2). В низкоэнергичной области обе модели дают одинаковый вид спектра с показателем степени $\delta_1 = 4.3$, но в диапазоне выше энергии излома $E_{br} = 625$ кэВ показатели отличаются уже на единицу: $\delta_{thin} = 2.1$, $\delta_{thin+eeb} = 3.1$. Стало быть, неучет электрон-электронной компоненты излучения приведет к переоценке количества ускоренных электронов, их энергии и более жесткому энергетическому спектру. В то время как недостающий поток компенсируется электрон-электронной составляющей механизма излучения.

Литература

1. Haug, E. // Sol. Phys., 1975, 45, p. 453.
2. Haug, E. // Zeitschrift für Naturforschung, 1975, 30 a, p. 1099.
3. Kontar, E.P. et al. // ApJ, 2007, 670, p. 857.
4. Bai, T., Ramaty, R. // ApJ, 1978, 219, p. 705.
5. Haug, E. // Sol. Phys., 1998, 178, p. 341.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНЫХ ЗАТМЕНИЙ НА ГАВАНСКОЙ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ. К 50-ЛЕТИЮ ОСНОВАНИЯ ГРС

Петерова Н.Г.¹, Богод В.М.¹, Родригес Р.Э.², Сьерра П.²

¹СПбФ САО РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

²IGA, Habana, Cuba

RESULTS OF ECLIPSE OBSERVATIONS BY THE HABANA RADIOASTRONOMY STATION. TO 50-JUBILY HRS FOUNDATION

Peterova N.G.¹, Bogod V.M.¹, Rodrigues R.E.², Sierra P.²

¹St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia

²IGA, Habana, Cuba

The history of the Havana Radio Astronomy Station (ERH) begins with the installation in September 1969 of radio polarimeter of the Main Astronomical Observatory of RAS (antenna diameter 3 m) designed for monitoring of bursts at the 4.5 cm wavelength. Sensitivity of equipments was enough to carry out the full flux monitoring of the Sun radio emission (besides bursts) and to observe solar eclipses. Eclipse observations allow us to measure the position of the local radio sources (LRS) at solar disk with a high accuracy and to estimate the height of LRSs above the photosphere level, the value of which remains controversial so far. As an example, results of observations of the solar eclipse on 30.05.1984 with HRS-polarimeter are reported here, and we show that the effective height of LRS cyclotron emission is small enough (< 5 Kkm). These results are first presented, and the HRS archive of solar observations as a whole is not yet fully processed and still is not imperfectly analysed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-317-320

Гаванская радиоастрономическая станция (ГРС) была основана в 1969 г. (см. рис. 1) для ведения регулярных наблюдений по программе Службы Солнца, обеспечивая почти круглосуточный мониторинг всплесков, публикуемый в бюллетене «Солнечные данные» [1].



Рис. 1. Поляриметр РТ-3 и первый коллектив наблюдателей.
В первом ряду 2-й слева А.Н. Коржавин и П.И. Борисевич (2-й справа).

Ее географическое положение оказалось настолько удачным, что кроме основной задачи были выполнены уникальные наблюдения более 10 солнечных затмений. Несмотря на эпизодичность этих событий, признано, что исследование Солнца методом микроволновых наблюдений солнечных затмений обладает особыми возможностями благодаря высокому угловому разрешению, а главное, высокой точности координатных измерений, в настоящее время достигшей предельного (для микроволн) значения 1–2 угл. сек. Результаты нескольких из них, особенно затмения 07.03.1970 г. [2], можно считать в числе основополагающих, на которых до сих пор базируются наши представления о структуре и параметрах корональной плазмы над активными областями. Именно методом солнечных затмений получены наиболее достоверные сведения о положении источника циклотронного излучения над солнечным пятном и таким образом о высотном распределении коронального магнитного поля.

Результаты, которые можно получить при наблюдении затмений, иллюстрируются на примере затмения 30.05.1984 г. – одного из лучших в истории развития и совершенствования исследований Солнца методом затменных наблюдений. Наблюдение этого затмения на РТ-3 ГРС было подготовлено, проведено и обработано исключительно силами кубинских специалистов, к 1984 году полностью овладевших передовыми методами этих исследований, ранее разрабатывавшихся сотрудниками ГАО/САО.



Рис. 2. Радиотелескопы ГРС в 1984 г. – слева РТ-3 ($\lambda = 4.5$ см) и справа РТ-2 ($\lambda = 3.2$ см). В аппаратной сидят Р.Е. Родригес (слева) и П. Сьерра (справа).

Солнечное затмение 30.V.1984 г. наблюдалось на Кубе с помощью двух радиотелескопов Гаванской радиоастрономической станции (ERH), работающих в микроволновом диапазоне – один на волне 3,2 см (диаметр зеркала $D = 2$ м, регистрируется параметр Стокса I), другой – на волнах 2,0 см и 4,5 см ($D = 3$ м, I и V). Обстоятельства затмения 30.V.1984 г. были благоприятными для изучения циклотронных источников излучения – на диске Солнца в этот день существовало несколько групп пятен, основными из которых были СД 119 и СД 121 (нумерация бюллетеня Солнечные данные). Исключительно удачным оказалось расположение этого комплекса

активности относительно направления движения лунного края – оно было ортогональным в моменты покрытия и открытия (см. рис. 3), что обеспечило квазидвумерность затменного изображения, не всегда реализуемую при наблюдении затмений.

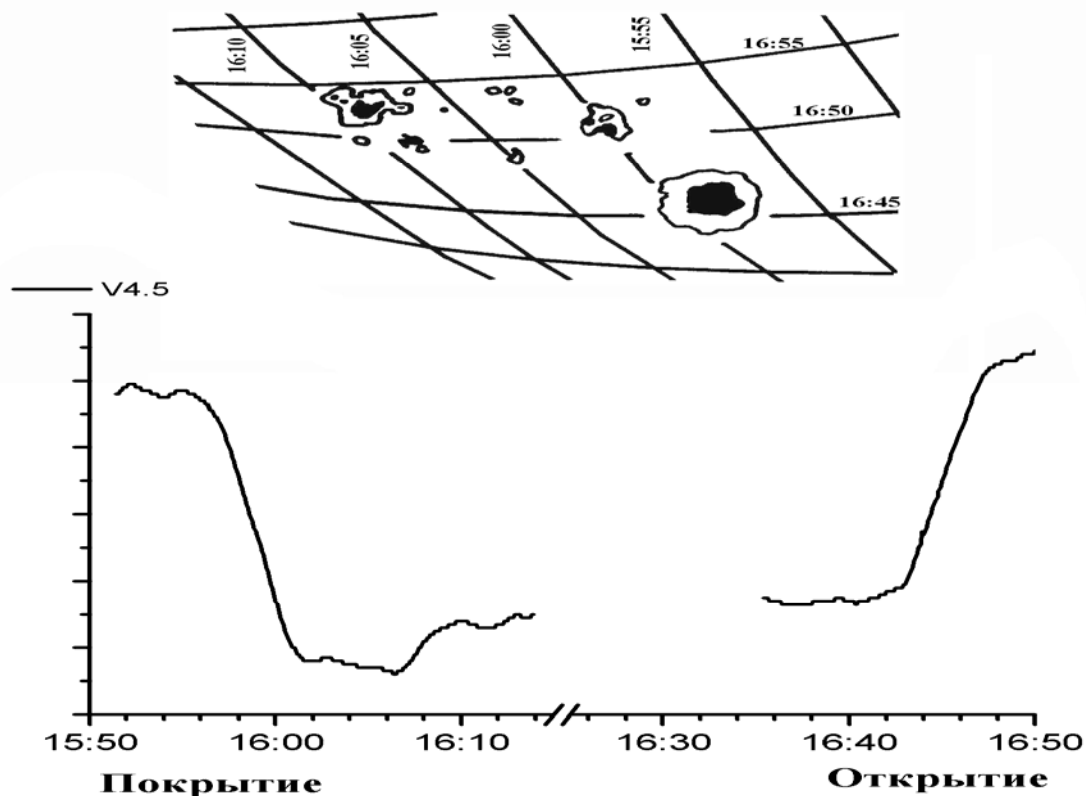


Рис. 3. Зарисовка комплекса активности СД 119 + СД 121 с фотографии, полученной на ГАС ГАО и обработанной Ю.А. Наговицыным. На изображение наложена сетка положений лунного лимба в периоды контакта с комплексом активности, при расчете которой учтена разница во времени с моментом снимка (по программе LULI – автор А.Н. Коржавин). Внизу – изменение сигнала в канале V на волне 4,5 см в период покрытия и открытия СД 119+121. Резкое изменение сигнала наблюдается при покрытии\открытии главного пятна СД 119.

Анализ распределения яркости позволяет сделать следующие выводы: (1) размеры области излучения составляли $(13 \times 20)''$ при размерах тени пятна на уровне фотосферы $\sim 20''$; (2) центр тяжести излучения источника был смещен к ES по отношению к центру тени пятна на $4,5''$. Это смещение можно интерпретировать как эффект высоты и оценить ее значение – оно оказалось ~ 5 тыс. км. Прямые измерения оказались в согласии с модельной оценкой высоты (см. рис. 4), особенно если учесть, что не все значение смещения ($4,5''$), а только его часть следует приписывать эффекту высоты. Таким образом, затменные наблюдения в очередной раз свидетельствуют, что источники циклотронного излучения низко расположены над солнечными пятнами.

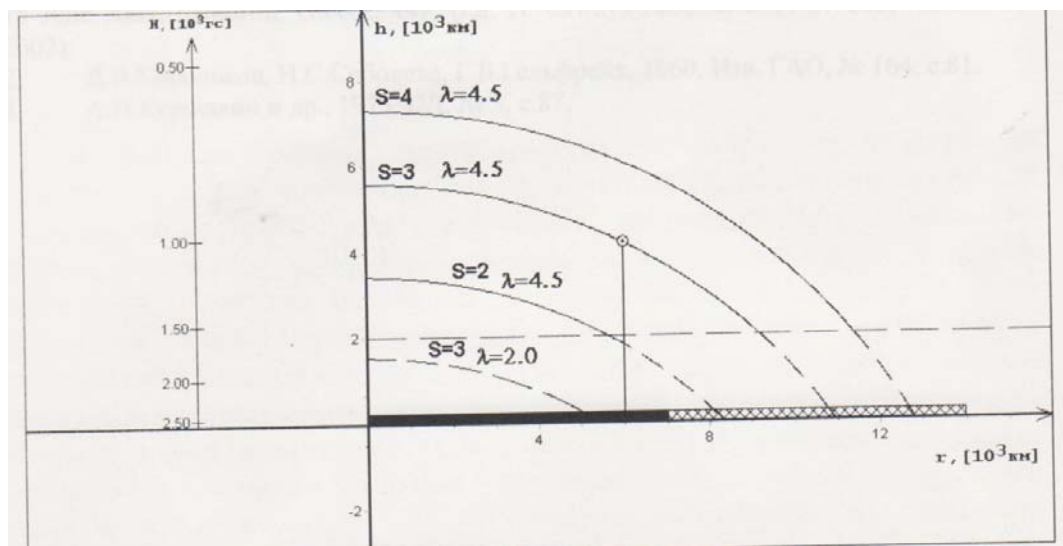


Рис. 4. Модель источника излучения над пятном СД 119. Слева – распределение МП с высотой (по данным КраО на уровне фотосферы $H = 2600$ Гс), слева система gyroуровней, где измеренное значение размера источника излучения на волне 4.5 см отмечено на 3-ем gyroуровне ($s = 3$).

Результаты наблюдений затмения 30.05.1984 г. не были своевременно опубликованы и в нашем докладе демонстрируются впервые. Анализ наблюдений будет продолжен с целью изучения тонкой структуры изображения источников циклотронного излучения над солнечными пятнами. По предварительной оценке она была кольцеобразной, что объясняется влиянием угла зрения на источник излучения. Случаи наблюдений этого эффекта исчисляются единицами, ибо требуют высокого углового разрешения (см. к примеру [3]), наблюдения затмения 30.05.1984 г. пополнят список этих случаев. На их основе постоянно уточняются физические параметры корональной плазмы над солнечными пятнами – температура T_e , плотность N_e и магнитное поле H .

Работа выполнена в рамках Государственного задания №АААА-А17-117011810013-4 и поддержана грантом РФФИ № 18-52-34004.

Литература

1. Г.Б. Гельфрейх и др., 1974, СД, №9, с. 80.
2. Х.А. Киненес и др., 1975, СД, №3, с. 87.
3. А.М. Финкельштейн и др., 2012, Труды ИПА, вып. 25, с. 154.

КАЛИБРОВКА КАРТ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ ИНСТРУМЕНТА SMFT

**Плотников А.А.¹, Куценко А.С.¹, Yang S.², Xu H.²,
Bai X.², Zhang H.², Кузанын К.М.³**

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Россия*

²*Национальные астрономические обсерватории Китая (КАН), Пекин, Китай*

³*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН,
Москва, Россия*

CALIBRATION OF LOS-MAGNETOGRAMS FOR SMFT

**Plotnikov A.A.¹, Kutsenko A.S.¹, Yang S.², Xu H.²,
Bai X.², Zhang H.², Kuzanyan K.M.³**

¹*Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Russia*

²*National Astronomical Observatories of China (Chinese Academy of Sciences), Beijing, China*

³*Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation,
Moscow, Russia*

Saturation effect at magnetograms appears in strong magnetic fields, when a dependence between the LOS magnetic field and Stokes V/I becomes non-linear. It forces the magnetograms to show smaller magnetic field value in a sunspot's center. In this work we tried to use a third-order polynomial for the dependence. The polynomial coefficient were calculated with a cross-correlation between SMFT and HMI SDO magnetograms. The described method shows a good correction of the saturation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-321-324

Телескоп SMFT (Solar Magnetic Field Telescope) солнечной наблюдательной станции Хуайроу ведет регулярные наблюдения вектора солнечного магнитного поля с 1987 года.

Измерения продольной компоненты магнитного поля проводятся в т.н. «приближении слабого поля». Данное упрощение [1] предполагает линейную зависимость между B_z и отношением компонент V/I вектора Стокса. Таким образом, каждому пикселю карты параметров V/I может быть однозначно сопоставлено значение продольной компоненты магнитного поля. Для получения магнитограмм может использоваться только одна спектральная точка.

Однако на практике при сильных магнитных полях зависимость перестает быть линейной, и с ростом магнитного поля величина V/I начинает спадать [2]. Поведение зависимости и граничная величина магнитного поля (величина, при которой достигается максимум параметров V/I) зависит от используемой линии и спектральной точки наблюдения. Для линии Fe I с длиной волны 5324.18 ангстрем и измерениях в 20 миллиангстрем от центра линии это значение составляет около 1000–1200 Гаусс.

Такое поведение зависимости приводит к появлению на магнитограммах «провалов» – участков слабого магнитного поля в центре солнечных пятен (рис. 1). Подобные дефекты затрудняют практическое использование магнитограмм.

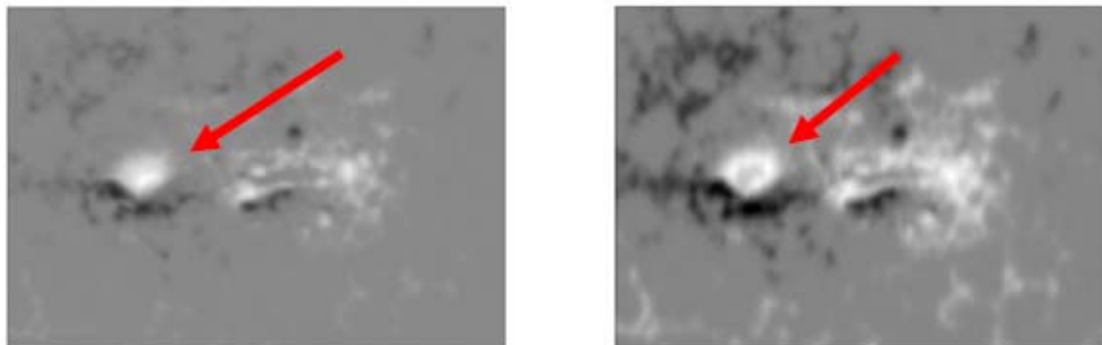


Рис. 1. Пример описанного «эффекта насыщения». Слева – магнитограмма B_z HMI SDO, справа – соответствующая магнитограмма SMFT. Стрелкой указана зона «провала».

В данной работе была предпринята попытка компенсировать вышеописанный эффект насыщения путем замены линейной зависимости между V/I и B_z полиномом третьей степени. Коэффициенты полинома определялись с помощью кросскорреляции с магнитограммами HMI SDO.

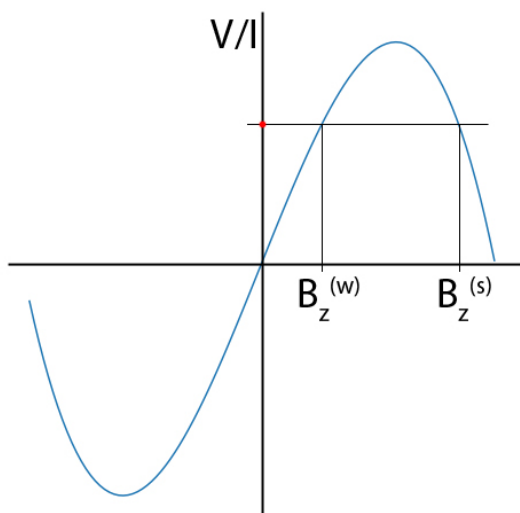


Рис. 2. Получение величины B_z из параметров V/I при применении полиномиальной зависимости.

При использовании полинома третьей степени каждому значению V/I соответствует уже две величины – сильное и слабое магнитное поле (рис. 2). Для определения, какое значение требуется выбрать, можно использовать карты параметра Стокса I – в сильном магнитном поле интенсивность излучения фотосферы спадает [3].

На рис. 3 показаны примеры магнитограмм, обработанных описанным алгоритмом. Можно видеть компенсацию эффекта насыщения.

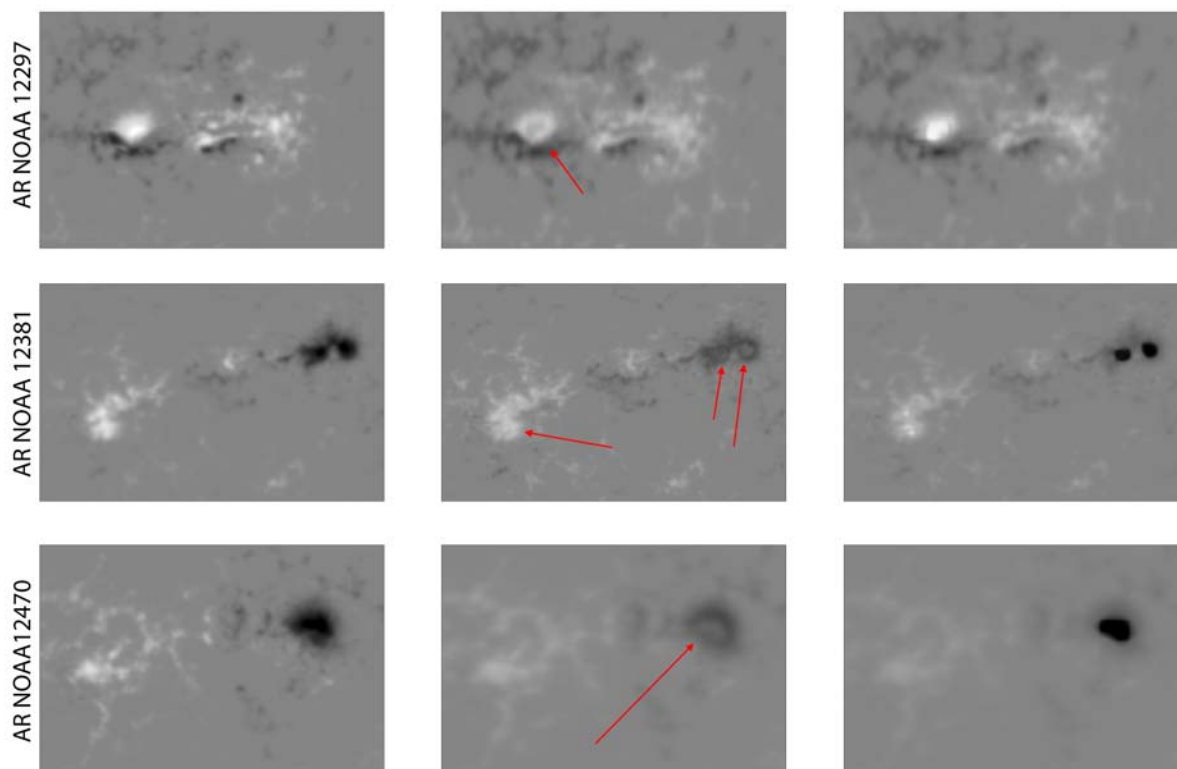


Рис. 3. Примеры восстановленных магнитограмм для нескольких активных областей. Слева – магнитограммы B_z для SDO HMI, в центре – SMFT, справа – SMFT после обработки алгоритмом. Стрелки показывают на области насыщения.

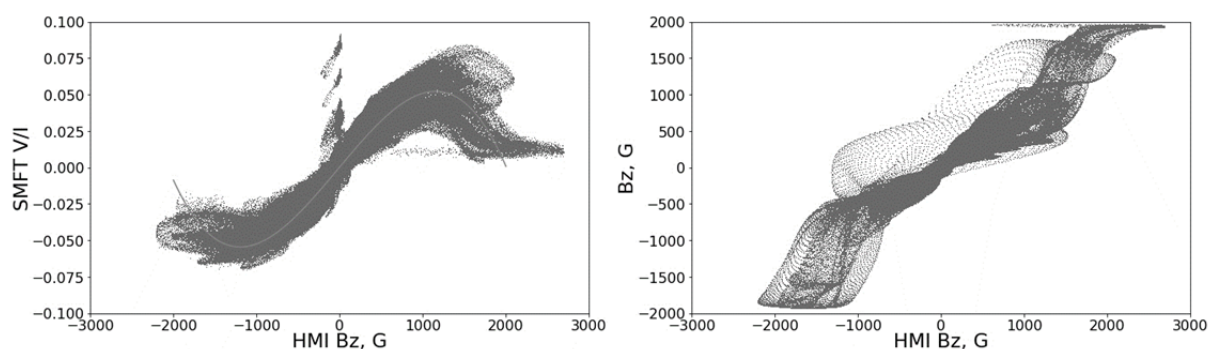


Рис. 4. Диаграммы рассеяния для соответствующих магнитограмм HMI SDO и SMFT. Слева – SMFT до обработки, справа – после.

На рис. 4 изображены диаграммы рассеяния между SMFT и HMI SDO. Видно, что после обработки данные двух инструментов лучше коррелируют друг с другом.

В данной работе представлен метод, позволяющий компенсировать насыщение на магнитограммах B_z . Стоит отметить, что метод не требует последующих сравнений с данными HMI – полученный полином может

использоваться как для будущих измерений, так и для исправления старых – достаточно наличия числовых значений магнитограммы и соответствующей карты континуума.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 17-52-53203

Литература

1. *Degl'Innocenti E.L., Landolfi M.* Polarization in spectral lines // Kluwer Acad. Publ., 2004, P. 397.
- 2) *В.Е. Степанов* // Известия КрАО, 1960, Т. 23, с. 291.
- 3) *Aimee A. Norton and Peter A. Gilman.* // The Astrophysical Journal, 2004, 603:348–354.

ЛИНЕЙНАЯ ПОЛЯРИМЕТРИЯ НИЖНЕЙ К-КОРОНЫ

Попов В.В., Осокин А.Р.

ГАИШ МГУ, Москва, Россия

LINEAR POLARIMETRY OF THE LOW K-CORONA

Popov V.V., Osokin A.P.

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

2D distributions of absolute value of the polarization angle of the K-corona emission are presented for total solar eclipse observations in 1999 and 2006. They reveal the existence of diffuse and structural components of different scales corresponding to angles up to 12° . Small-scale features of $30''$ with angles of $< 5^\circ$ correspond to non-relativistic electrons with tangential velocities up to 2.6×10^4 km/s. Large-scale structures with angles of $3-7^\circ$ are shown to be caused by underlying spots and faculae.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-325-328

1. Введение

Мы ограничимся нижней короной, наблюдаемой в континуумах видимого и ближнего ИК диапазонов спектра на расстояниях $< 1.5 R_\odot$, отсчитываемых от центра диска Солнца. Это так называемая К-корона, свечение которой объясняется томсоновским рассеянием непрерывного спектра фотосферы *свободными покоящимися электронами*. Вследствие нарушения симметрии возбуждающего поля излучения свечение К-короны линейно поляризовано. Вращающийся линейный поляроид, помещенный перед объективом или изображением, выявляет модуляцию интенсивности К-короны. Степень линейной поляризации (далее – поляризации), p , растет с расстоянием от 15–20% вблизи лимба до 50–65% на $1.5 R_\odot$, затем уменьшается. До настоящего времени прямые наблюдения нижней К-короны возможны только во время полных солнечных затмений (ПСЗ). Космические коронографы регистрируют корону с $R > 1.4-1.5 R_\odot$. Внезатменный К-коронометр обсерватории Мауна Лоа США (MK4 MLSO) “вытаскивает” изображения К-короны из измерений поляризационной яркости pV , где V – яркость короны.

Для однородных, симметричных и гидростатичных моделей К-короны в случае томсоновского рассеяния плоскость поляризации (плоскость колебаний электрического вектора) ориентирована тангенциально к лимбу Солнца. Для исключения путаницы в терминологии, далее мы применяем термин “направление поляризации”. В этом случае “угол поляризации” χ (термин, часто используемый для краткости изложения) равен нулю.

Реальной К-короне присущи структурность и динамика, которые, как можно ожидать, должны проявляться на 2D распределениях параметров линейной поляризации p , χ и знака χ .

К сожалению, теории, описывающие поляризацию излучения К-короны с учетом движения электронов и наличия магнитного поля, пока отсутствуют. Нам известны лишь три работы на эту тему. Molodensky [1] рассмотрел изменения параметров поляризации в отсутствие магнитного поля при рассеянии на *одном движущемся электроне* и показал, что в результате абберации света в системе координат, движущейся с электроном, возникает поворот плоскости поляризации (т.е. появляются значения $\chi \neq 0$) при тангенциальном движении рассеивающего электрона. При радиальном движении электрона значение p увеличивается или уменьшается в зависимости от направления движения к Солнцу или от Солнца соответственно. Inhester [2, 3] проанализировал томсоновское рассеяние релятивистскими электронами.

Можно ожидать, что прецизионные измерения параметров линейной поляризации могут предоставить достоверную информацию о динамике электронов. Мы отказались от традиционных методов измерений поляризации, основанных на 3-х положениях поляроида, для которых фактические точности определений p и χ составляют 6–8% и 5–9° соответственно [4]. Современные методы компьютерной обработки позволяют работать с большими массивами данных. Ключевые составляющие нашего подхода [5, 6] нацелены на получение 2D распределений параметров поляризации p , χ и знака χ для всей короны с фактической точностью 1–2% и 1–2°. Был разработан портативный коронограф-поляриметр, позволяющий получать поляризационные фильмы короны в различных интервалах видимого и ближнего ИК континуумов.

Применение такого подхода позволило получить новые результаты.

– Сравнительный анализ 2D распределений степени поляризации излучения К-короны в зеленой и красной областях спектра выявил «избыток» ($\Delta p = p_{\text{green}} - p_{\text{red}}$), повсюду в короне, который может объясняться наличием нейтрального водорода в короне [7].

– 2D распределения знака угла линейной поляризации, выявили наличие диффузной и структурной составляющих различного масштаба, которые мы интерпретировали как сильно фрагментированные тангенциальные потоки электронов (электрические токи) в короне [8].

2. 2D распределения абсолютной величины угла

Ниже мы рассмотрим возможность выявления нарушения симметрии возбуждающего поля излучения из анализа 2D распределений абсолютной величины угла линейной поляризации. На рисунке представлены 2D распределения абсолютной величины угла линейной поляризации, χ , излучения К-короны 11.08.1999 г. (570–800 нм) и 29.03.2006 г. (510–570 нм). По-

казаны N и E направления, лимбы Луны и Солнца, центры дисков Луны и Солнца (крестик), шкалы с шагом 2° градуса. Фактические шкалы монотонные, шаг 2° выбран для удобства представления. Числа на шкале показывают средние значения. Так, 3° градуса означают $2^\circ \leq \chi < 4^\circ$. Светло-серый фон с углом 1° соответствует томсоновскому рассеянию на покоящихся электронах.

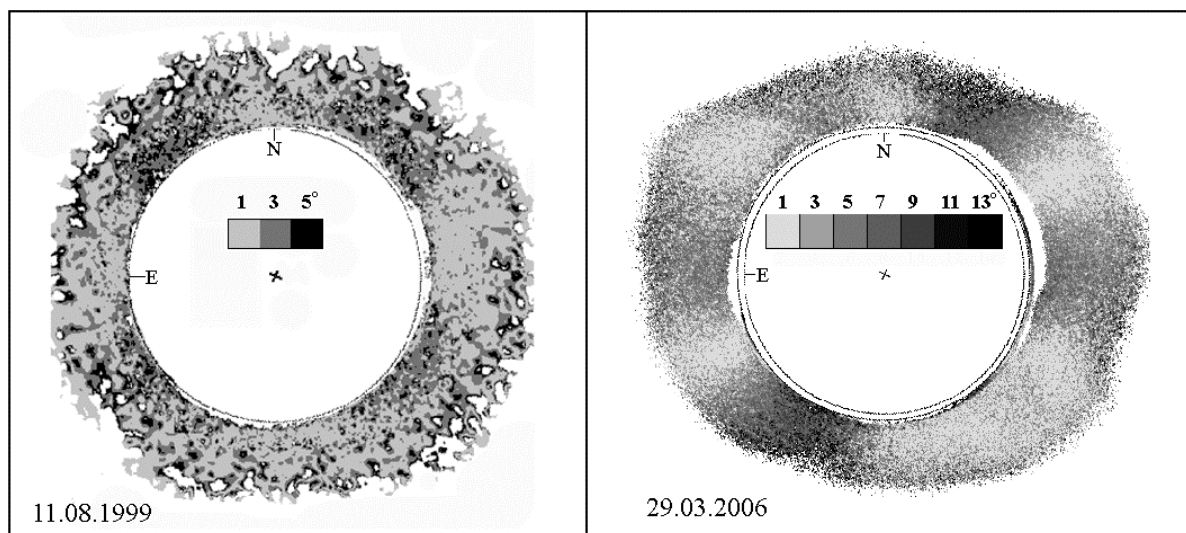


Рисунок. 2D распределение абсолютной величины угла для К-корон 1999 и 2006 гг.

Полученные распределения выявляют диффузную и структурную составляющие различного масштаба. Для короны 11.08.1999г. характерно наличие «мелкомасштабных» структур размером $30''$ с углами 5° , локализованных над активными областями. Согласно Molodensky [1], такие структуры можно интерпретировать как визуализацию нерелятивистских электронов с тангенциальными скоростями 2.6×10^4 км/с: $\chi = V_t/c$, где V_t – компонента скорости электрона, тангенциальная к лимбу Солнца, c – скорость света. Детальный анализ 2D распределения абсолютной величины χ для короны 29.03.2006 г. будет представлен позже. Здесь мы отметим диффузные крупномасштабные структуры с $\chi = 3-7^\circ$, существование которых можно объяснить неоднородностью поля фотосферного излучения вследствие нижележащих факелов или пятен согласно выражению, полученному в [9]:

$$\chi = [\sin 2 \vartheta_1 \times \omega \times K] / [2p \times \Omega],$$

где ϑ_1 – угол между направлением на центр Солнца и направлением на центр активной области (факела) или пятна в рассматриваемой точке короны; ω и Ω – телесные углы активной области (факела) или пятна и диска Солнца соответственно, наблюдаемые из рассматриваемой точки короны; p – степень поляризации; $(K + 1)$ – контраст неоднородности, $K < 0$ для пятна и $K > 0$ для факела.

Заключение

2D распределения абсолютной величины угла линейной поляризации излучения нижней К-короны выявляют следующее.

1. Отсутствие чисто томсоновского рассеяния в нижней короне, наличие углов $0-12^\circ$.

2. Существование «мелкомасштабных» потоков нерелятивистских электронов с тангенциальными скоростями 2.6×10^4 км/с.

3. Наличие диффузных крупномасштабных структур с $\chi = 3-7^\circ$, существование которых можно объяснить неоднородностью поля фотосферного излучения вследствие нижележащих факелов или пятен.

Отсутствие теорий линейной поляризации излучения К-короны в континууме, учитывающих магнитное поля при рассеянии фотосферного излучения движущимися свободными электронами затрудняет интерпретацию углов $9-14^\circ$.

Литература

1. *Molodensky M.M.* // Sol. Phys. 1973, vol. 28, pp. 465-475. doi 10.1007/BF00152317.
2. *Inhester, B.* arXiv 1512.00651v1 [astro-ph.SR], 2 Dec 2015.
3. *Inhester, B.* arXiv 1512.00651v2 [astro-ph.SR], 5 April 2016.
4. *Park Y.-D., Kim I.S., Bugaenko O.I., et al.* // Astron. Rep., 2001, vol. 45, no. 9, pp. 729–737.
5. *Kim I.S., Alexeeva I.V., Bugaenko O.I., et al.* // Solar Phys., 2013a, vol. 288, pp. 651-661. doi 10.1007/s11207-013-0419-0.
6. *Kim I.S., Nasonova L.P., Lisin D.V., et al.* // J. Geophys. Res.: Space Physics., 2017, vol. 122, no. 2, pp. 92-103. doi 10.1002/2016JA022623.
7. *Kim I.S., Popov V.V., Lisin D. V., and Osokin A.R.* // Geomagn. Aeron. 2013b, vol. 53, No. 7, pp. 901-903.
8. *Kim I.S. and Popov V.V.* // Geomag. Aeron. 2015, vol. 55, no. 8, pp. 1131–1133.
9. *Kishonkov A.K., Molodensky M.M.* // Solar Phys. 1975, vol. 42, 341-353.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ГЕЛИОСФЕРЫ НА ЖЕСТКОСТЬ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ РАЗЛИЧНЫХ ФАЗ МАГНИТНОЙ БУРИ

Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И.

Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

INFLUENCE OF THE HELIOSPHERIC PARAMETERS ON THE GEOMAGNETIC CUTOFF RIGIDITY OF COSMIC RAYS DURING VARIOUS PHASES OF A MAGNETIC STORM

Ptitsyna N.G., Danilova O.A., Tyasto M.I.

St-Petersburg Filial of IZMIRAN, St. Petersburg, Russia

The geomagnetic cutoff rigidity R (momentum per unit charge) is the threshold rigidity below which the particle flux becomes zero due to geomagnetic shielding. The properties of the geomagnetic screen vary greatly during magnetic storms, depending on the dynamic interaction of the solar wind (SW) magnetic fields with the magnetospheric fields and currents. The correlation between the variations of geomagnetic cutoff rigidity ΔR and interplanetary parameters and geomagnetic activity indexes during various phases of the superstorm on November 7–8, 2004 has been calculated. On the scale of the entire storm the most geoeffective parameters were Dst , Kp , and SW speed, while other parameters, including total interplanetary magnetic field B and B_z component, were effective at different phases of the storm.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-329-332

1. Введение

Жесткость геомагнитного обрезания (ЖГО) космических лучей (КЛ), т.е. самой низкой жесткости, которой должна обладать частица, чтобы проникнуть в заданную точку в магнитосфере, определяется магнитосферным магнитным полем, которое ее тормозит. Свойства геомагнитного экрана меняются во времени в зависимости от динамического взаимодействия магнитных и электрических полей солнечного ветра (СВ) с магнитосферными полями и токами. Мы провели анализ корреляций изменений ЖГО с межпланетными параметрами и индексами геомагнитной активности во время каждой из трех фаз развития анализируемой бури — на предварительном этапе, в главной и восстановительной фазах бури. Рассчитаны корреляции вариаций ЖГО ΔR с плотностью N , скоростью V , давлением P солнечного ветра (СВ), общим ММП B и его компонентами B_z , B_y , а также Dst и Kp индексами во время разных фаз супербури 7–8.11.2004 г.

2. Данные и методы

Вариации ЖГО $\Delta R_{\text{эф}}$ и $\Delta R_{\text{сгс}}$ взяты из работ [1, 2], где они были вычислены при помощи (1) метода спектрографической глобальной съемки, при котором определение ЖГО ($R_{\text{сгс}}$) базируется на наблюдательных дан-

ных сети нейтронных телескопов и (2) метода, при котором для определения ЖГО ($R_{\text{эф}}$) численно рассчитываются траектории частиц в модельном магнитном поле магнитосферы.

Параметры СВ, ММП и геомагнитные индексы взяты из базы OMNI на сайте <https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html>. Коэффициенты корреляции k между $\Delta R_{\text{эф}}$ и $\Delta R_{\text{сгс}}$ и исследуемыми параметрами вычислялись для шести станций КЛ, которые в спокойное время охватывали большую полосу жесткостей обрезания от 11 до 2 ГВ: Токио, Алматы, Рим, Иркутск, Москва и Хобарт. Затем k усреднялись по всем станциям.

3. Супербуря 7–8 ноября 2004 г.

На рис. 1 приведены изучаемые параметры 7–8 ноября 2004 г.

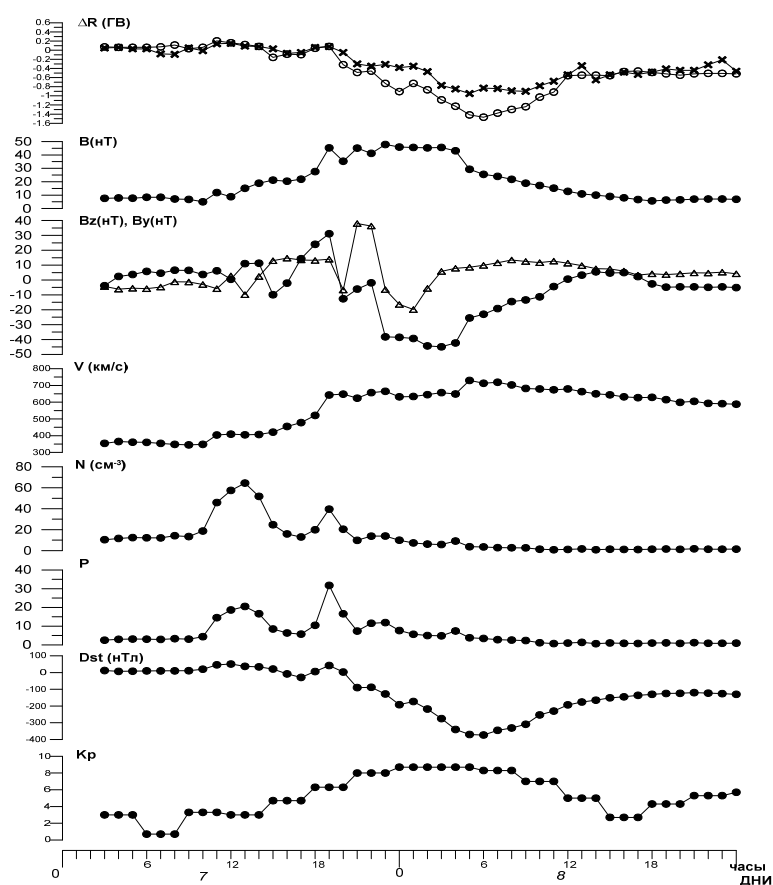


Рис. 1. Вариации жесткостей обрезания, параметров солнечного ветра, межпланетного магнитного поля ММП и геомагнитной активности 7–8 ноября 2004 г.

$\Delta R_{\text{эф}}$ (открытые кружки) и $\Delta R_{\text{сгс}}$ (крестики) для станции Москва;
 B_z – черные кружки, B_y – треугольники.

На основе анализа особенностей магнитной бури мы разбили ее временной период на три фазы: предварительная фаза, т.е. период перед бурей с 03:00 по 19:00 UT 07.11.04, главная фаза с 20:00 UT 07.11.04 по 06:00 UT 08.11.04, фаза восстановления 07:00 – 24:00 UT 08.11.04.

4. Наиболее эффективные параметры

Мы проанализировали глобальное поведение тех параметров, которые наиболее существенно влияют на вариации геомагнитных порогов, вне зависимости от широтных эффектов. Для этого на рис. 2 приведены параметры, для которых усредненные по всем станциям значения коэффициента корреляции $|k| \geq 0.50$ для $\Delta R_{\text{эф}}$ и $\Delta R_{\text{сгс}}$ или хотя бы для одного из них. На рис. 2 представлены наиболее значительные корреляции между ΔR и параметрами ММП, солнечного ветра и геомагнитной активности во время каждой из фаз, а также на масштабе всей бури. Кроме того, последний столбик K изображает коэффициент корреляции между $\Delta R_{\text{сгс}}$ и $\Delta R_{\text{эф}}$. Эти рисунки показывают эволюцию отклика ЖГО на изменения наиболее геоэффективных параметров СВ, ММП и геомагнитной активности в процессе развития магнитной бури.

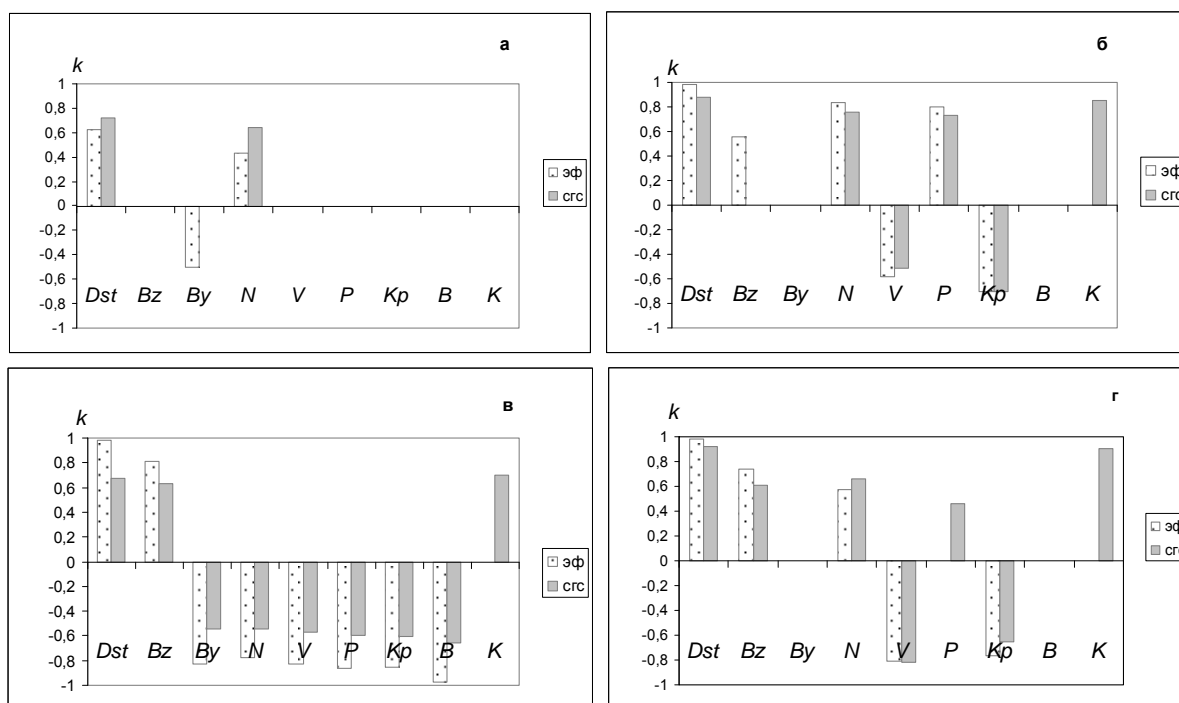


Рис. 2. Корреляции изменений ЖГО ($\Delta R_{\text{сгс}}$ и $\Delta R_{\text{эф}}$) с параметрами гелиосферы и геомагнитного поля, а также коэффициент корреляции K между $\Delta R_{\text{сгс}}$ и $\Delta R_{\text{эф}}$ для бури 7–8.11.2004 и всех ее фаз. а) – перед бурей, б) – главная фаза, в) – восстановительная фаза, г) – вся буря.

Видно, что вариации $\Delta R_{\text{сгс}}$ и $\Delta R_{\text{эф}}$, полученные двумя разными методами, в целом согласуются между собой. Однако иногда они отличаются: параметр, на предварительной фазе (рис. 2а) B_y является геоэффективным параметром для $\Delta R_{\text{эф}}$, но не для $\Delta R_{\text{сгс}}$, а для всей бури (рис. 2г) обратная ситуация наблюдается для давления, которое существенно влияет только на $\Delta R_{\text{сгс}}$.

Рис. 2 демонстрирует, что наиболее сильная связь ΔR наблюдается с Dst , причем она прослеживается на всем протяжении бури, на всех ее фа-

зах, достигая максимума в период главной фазы (среднее $k = 0.88 \pm 0.09$ для $\Delta R_{\text{сгс}}$ и 0.98 ± 0.07 для $\Delta R_{\text{эф}}$). В период восстановления значения k лишь слегка уступают по величине k для главной фазы. Влияние Kp на ΔR меньше, и оно начинается лишь на главной фазе: для $\Delta R_{\text{сгс}}$ и $\Delta R_{\text{эф}}$ ($\Delta R_{\text{сгс}}/\Delta R_{\text{эф}}$) на главной фазе $k = -0.70 \pm 0.18 / -0.70 \pm 0.28$, на восстановительной фазе $k = -0.61 / -0.86 \pm 0.14$.

Все динамические параметры СВ оказываются геоэффективными во время главной и восстановительной фаз, причем плотность ветра N показывает значительную связь с ΔR на всех трех фазах бури. На главной фазе (рис. 2б) доминирует влияние N ($\Delta R_{\text{сгс}}/\Delta R_{\text{эф}}$: $0.76 \pm 0.16 / 0.83 \pm 0.22$) и P ($0.73 \pm 0.17 / 0.80 \pm 0.23$), а на восстановительной (рис. 2в) – влияние V ($-0.71 \pm 0.13 / -0.83 \pm 0.15$).

В то же время ММП практически не влияет на геомагнитные пороги ни на предварительной, ни на главной фазе анализируемой бури (рис. 2). Только во время восстановительной фазы наблюдается существенная связь ΔR как с общим полем B , так и с его компонентами. Причем, отклик ΔR на изменения компонент разнонаправленный: видна прямая корреляция ΔR с Bz и антикорреляция — с B_y .

5. Заключение

На масштабе всей бури 7–8.11.04 наиболее геоэффективными оказались Dst , Kp и динамические параметры СВ, в то время как на разных фазах бури наблюдалось влияние различных параметров, включая общее ММП B и его компоненты. При этом похожая картина наиболее значительных коэффициентов корреляции, которая характерна для всей бури, фиксировалась во время главной фазы. Различная чувствительность ΔR к параметрам СВ, ММП и геомагнитной активности на разных этапах бури связана с тем, что в это время в ответ на изменения параметров СВ и ММП развиваются глобальные токовые системы (кольцевой ток вокруг Земли, токи на магнитопаузе, токи хвоста магнитосферы, токи в высоких широтах), которые эволюционируют во времени. При этом формирование, интенсификация и распад этих токовых систем происходит на различных временных масштабах. Это приводит к различному относительному вкладу токовых систем в ΔR и определяет специфический отклик ЖГО на изменения параметров гелио- и гео- магнитосферы на разных фазах бури.

Литература

1. Птицына Н. Г., Данилова О. А., Тясто М. И., Сдобнов В.Е. Влияние параметров солнечного ветра и геомагнитной активности на вариации жесткости обрезания космических лучей во время сильных магнитных бурь // Геомагнетизм и Аэронавтика. Т. 59. № 5, с. 569–577. 2019.
2. Tyasto M.I., Danilova O.A., Ptitsyna N.G., Sdobnov V.E. Variations in cosmic ray cutoff rigidities during the great geomagnetic storm of November 2004// Adv. Space Res. V. 51. N 7. P. 1230–1237. 2013.

НОВАЯ РЕКОНСТРУКЦИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В 1000–1700 гг.

Птицына Н.Г., Демина И.М.

Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

NEW RECONSTRUCTION OF SOLAR ACTIVITY IN 1000–1700

Ptitsyna N.G., Demina I.M.

St-Petersburg Filial of IZMIRAN, St. Petersburg, Russia

The reconstruction of solar activity (the number of sunspots SN) in 1000–1700 on the basis of observations of middle and low latitude auroras was obtained. Our reconstruction differs from the works of other authors in that we took into account the shielding effect of the geomagnetic dipole MM on the charged particles of the solar wind that cause auroras. The temporary course of the reconstructed SN shows the previously known minima of Oort, Wolf, Spörer and Maunder. In 1100-1150 (medieval maximum) the values of the $SN = 200–280$ are comparable to those observed in the second half of the 20th century during a modern episode of high solar activity. The comparison showed that the new independent reconstruction of SA , based on the number of auroras, confirms, and in many cases complements, the findings from the analysis of historical observations of sunspots, as well as data on cosmogenic isotopes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-333-336

1. Введение

Получена реконструкция числа солнечных пятен SN в 1000–1700 гг. вместе с возможными ошибками на основе числа наблюдений полярных сияний N на средних и низких широтах. Число полярных сияний может служить мерой солнечной активности, так как для авроральных событий, регистрируемых на средних и низких широтах, наблюдается положительная корреляция с числом солнечных пятен. На проникновение в магнитосферу и атмосферу Земли заряженных частиц солнечного ветра влияет напряженность и конфигурация главного магнитного поля Земли. Наша реконструкция отличается от полученных другими авторами тем, что мы учли экранирующее влияние магнитного диполя MM на заряженные частицы, которые вызывают сияния.

2. Данные

Для реконструкции использованы данные о числе полярных сияний N , наблюдаемых в 1000–1900 гг. на средних и низких широтах (рис. 1), скомпонованного из известных каталогов с дополнением наших данных [1]. Видна большая разница в величине N в раннем средневековье и в 18–19 вв.

В отдаленные эпохи фиксировалось лишь небольшое число особо выдающихся событий N из всех случившихся полярных сияний. Это число связано с «цивилизационными» факторами: войны, эпидемии, голод и т.п.

снижают интерес к природным явлениям, а техническое и культурное развитие общества (например, изобретение книгопечатания в 1445 г.) способствует его росту. Мы провели нормализацию N с использованием двух рядов: количество населения как число потенциальных наблюдателей, и количество университетов в Европе как число пропорциональное квалифицированным наблюдателям.

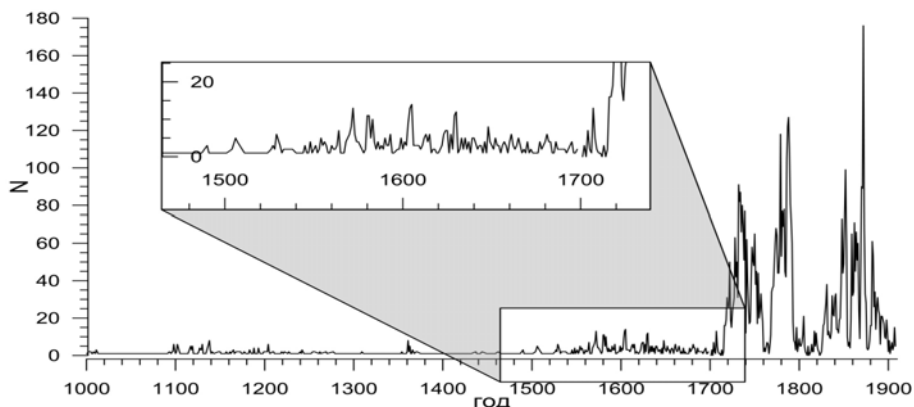


Рис. 1. Ежегодное число полярных сияний N на средних и низких широтах.

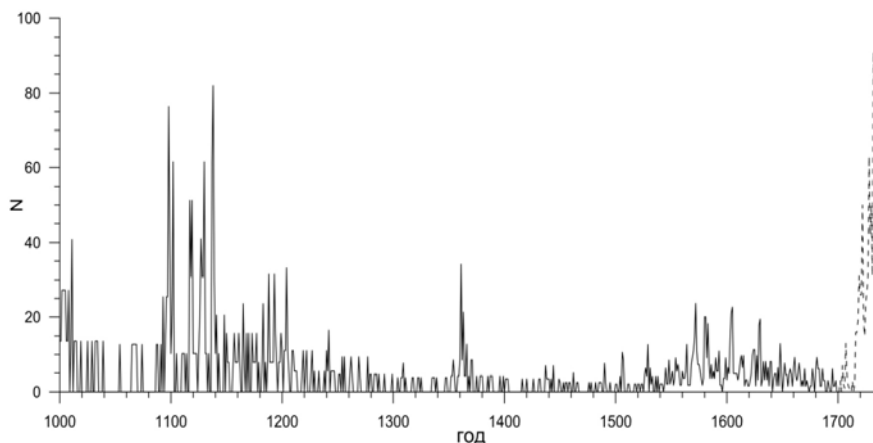


Рис. 2. Нормализованное число полярных сияний на низких и средних широтах в 1000–1700 гг., дополненное до 1740 г. данными из нашего каталога [1] (штриховая линия).

3. Метод реконструкции SN

Зависимость SN от N , учитывающая экранирующее влияние геомагнитного поля на наблюдаемое число полярных сияний:

$$SN_i = N_i/k_1(1 - k_2 MM) + \varepsilon_i.$$

Для периода 1700–1909 гг. были найдены коэффициенты k_1, k_2 . [1, 2]. На их основе мы получили оценку ряда SN в 1000-1700 гг. Для этого мы использовали следующие модели, описывающие изменение MM в 1000-1700 гг.: ARCH3k.1, построенная по археомагнитным данным, SED3k.1 – по данным осадочных пород, CALS3k.3 и CALS7k по комплексу данных, и обобщенная модель GMAG.9K.

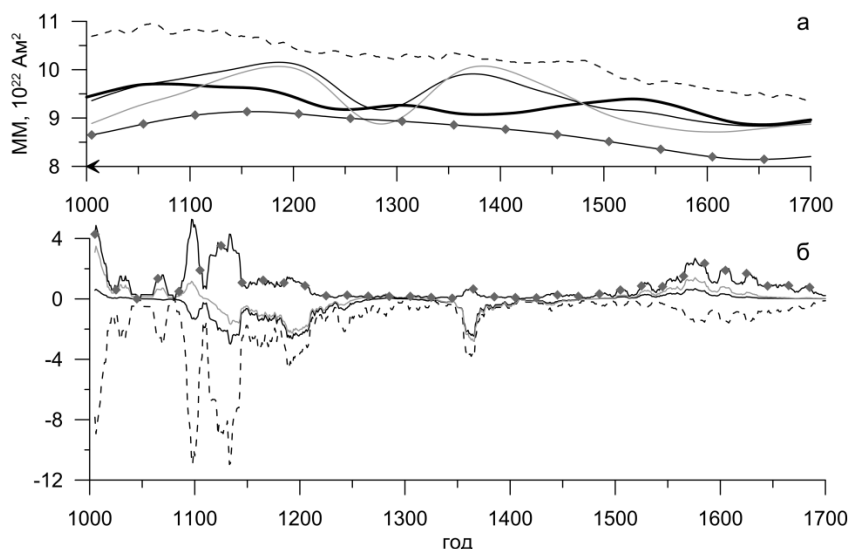


Рис. 3. Влияние выбора модели ММ на реконструкцию SN . а – изменение ММ, вычисленного по разным моделям: жирная линией – ARCH3k.1, тонкая линия – CALC3k.3, линия с ромбами – CALC7k, серая линия – SED3k.1, пунктирная линия – GMAG.9K. б – разность между SN по модели ARCH3k.1 и по остальным моделям; обозначения те же.

4. Результат реконструкции SN (1000–1700 гг.)

На рис. 4 представлены значения SN , полученные разными методами. На кривой нашей реконструкции, как и на других кривых, видны «средневековый максимум» в 12 в., максимумы в 14 и в конце 16 вв.

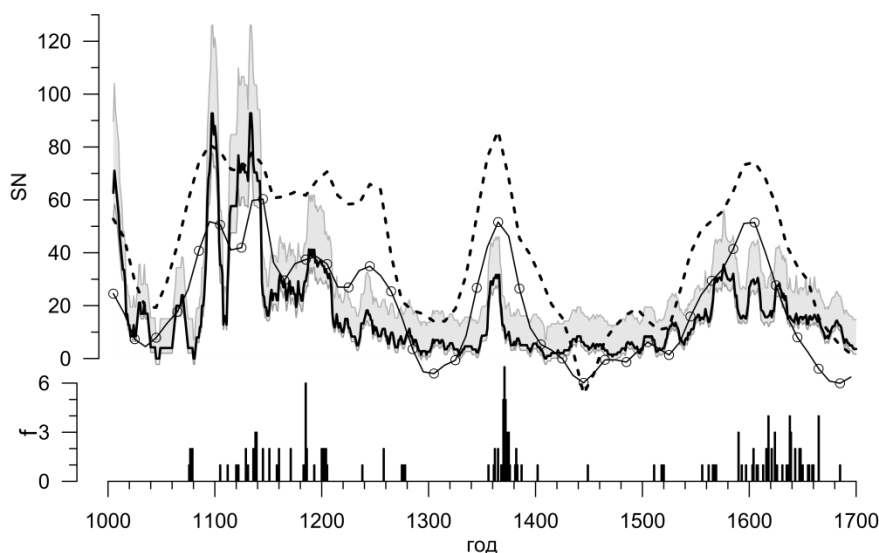


Рис. 4. Реконструкции числа солнечных пятен в 1000–1700 гг. Сплошная линия – реконструированные нами SN , сглаженное окном 11 лет, серая полоса – возможная ошибка; линия с символом о – SN на основе данных об ^{14}C и ^{10}Be [3]; пунктирная линия – SN на основе данных о 5 космогенных изотопах [4]; диаграмма – число пятен, наблюдаемых невооруженным глазом [5].

Кроме того, полученный ряд SN демонстрирует продолженные минимумы Оорта (~1125–1175 гг.), Вольфа (~1210–1350 гг.), Шперера (~1400–1500 гг.) и Маундера (~1650–1715 гг.). В отличие от остальных рекон-

струкций, наш ряд SN указывает на то, что средневековый максимум был самым значительным за исследуемый период времени, его амплитуда в ~ 3 раза больше амплитуд остальных максимумов. Годовые значения в 1100–1150 гг. достигали значений $SN = 200–280$.

5. Заключение

Используя нашу базу данных о появлении полярных сияний на средних и низких широтах в 1000–1700 гг. и модельных данных о магнитном моменте диполя MM в это время, мы получили новую реконструкцию числа солнечных пятен SN вместе с возможными ошибками. Анализ показал:

1. Наличие известных особенностей во временном поведении SA – средневековый максимум, минимумы Оорта, Вольфа, Шперера и Маундера.

2. Во время средневекового максимума SN сравнимо с SA , которая наблюдалась во время современного максимума во второй половине 20 века.

3. Во время минимума Маундера число солнечных пятен SN уменьшается в ~ 2 раза по сравнению с предыдущим периодом; годовые неусредненные всплески активности достигают $SN \approx 40$.

Новая реконструкция SA , основанная на числе появления средне- и низкоширотных полярных сияний с учетом влияния MM подтверждает и дополняет заключения, сделанные из анализа исторических наблюдений солнечных пятен, а также данных о космогенных изотопах.

Литература

1. *Птицына Н.Г., Демина И.М., Тясто М.И.* Вариации авроральной активности и главного магнитного поля Земли за триста лет (1600–1909 гг.) // *Геомагнетизм и Аэрoномия*. Т. 58. № 6. С. 818–827. 2018.
2. *Птицына Н.Г., Демина И.М.* Реконструкция солнечной активности в 1000–1700 гг. по данным о полярных сияниях с учетом вклада главного магнитного поля Земли // *Геомагнетизм и Аэрoномия*. № 3. 2020. (в печати).
3. *Steinhilber F., Abreu J.A, Beer J., et al.* 9400 year cosmogenic isotope data and solar activity reconstruction. IGBP PAGES/WDC Paleoclimat. Data. USA. 2012.
4. *Wu C.J., Usoskin I.G., Krivova N., et al.* Solar activity over nine millennia: A consistent multi-proxy reconstruction // *Astron. Astrophys.* 615, A93. P 1-13. 2018.
5. *Yau K.K.C., Stephenson F.R.* A revised catalogue of Far Eastern observations of sunspots (165 BC to AD 1918) // *Q.J. R. Astr. Soc.* V. 29. P. 175-197. 1988.

ФОРМИРОВАНИЕ ПРЕДВСПЫШЕЧНОГО СИГНАЛА В УСЛОВИЯХ СОЛНЕЧНОЙ ХРОМОСФЕРЫ

**Романов Д.В.¹, Романов К.В.¹, Романов В.А.²,
Еселевич В.Г.³, Еселевич М.В.³**

¹*Красноярский государственный педагогический университет, Красноярск, Россия*

²*Саратовский государственный университет, Саратов, Россия*

³*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

FORMATION OF A PRE-FLARE SIGNAL IN THE SOLAR CHROMOSPHERE

**Romanov D.V.¹, Romanov K.V.¹, Romanov V.A.²,
Eselevich V.G.³, Eselevich M.V.³**

¹*Krasnoyarsk state pedagogical University, Krasnoyarsk, Russia*

²*Saratov state University, Saratov, Russia*

³*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

The paper investigates the development of Parker instability in the short-wave part of the vibration spectrum of large-scale magnetic fields (wave number $m = 20$) in the upper layers of the solar convective zone. Due to the sharp nonlinearity of the rise, a pointed needle-shaped profile is formed in the upper part of the magnetic arch, penetrating the solar chromosphere at hypersonic speed. The chromosphere experience a sharp vertical shock, generating a train of circular shock waves diverging along the solar surface, which are available for observation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-337-340

1. Введение

Вспышки на Солнце являются самым мощным проявлением феномена солнечной активности [1]. Вспышки являются сложным объектом для анализа физических процессов, протекающих на различных стадиях реализации данного феномена. Исследования по вспышкам, реализуемые в рамках международной программы по изучению солнечно-земных связей, с практической стороны охватывают широкий круг задач, начиная с проблем практической космонавтики до проблем общего земного здравоохранения [1]. Исходным пунктом решения поставленных задач является предвспышечная диагностика зарождения активных областей на Солнце: выделение физического процесса (сигнала), предшествующего реализации вспышки в активной области. Такие сигналы получили название «предвестники». Нахождению «предвестников», изучению их физической природы посвящено большое количество теоретических и экспериментальных работ [1, 2]. Проблема остаётся открытой до настоящего времени: не найден надёжный физический критерий или явление, отражающие физическую природу начала вспышечного процесса, и позволяющие уверенно диагно-

стировать предвспышечную ситуацию в развивающихся активных областях атмосферы Солнца [1, 4].

В настоящей работе исследуется динамика подъёма магнитных полей из верхних слоёв конвективной зоны в солнечную атмосферу с реализацией взрывных режимов – режимов «нелинейного обострения» подъёма магнитного поля. Методом математического моделирования в работе детально изучается динамика подъёма магнитного поля от фотосферного уровня до верхних слоёв хромосферы Солнца. Результаты расчётов допускают прямое сопоставление с наблюдательными данными по генерации сильных концентрических ударных волн, распространяющихся в солнечной атмосфере в очагах вспышечной активности [5].

2. Результаты расчётов

В работе исследуется динамика движения тонкой магнитной трубки, замкнутой в кольцо, и расположенной в экваториальной плоскости Солнца. Число стоячих волн, укладываемых по периметру трубки, называется волновым числом m . Вблизи положения равновесия реализуются два типа линейных колебаний магнитной трубки: изгибные (быстрые) и варикозные (медленные) волны [3].

В работе исследуется нелинейная фаза развития неустойчивости медленной волны колебаний магнитной трубки: при достаточно слабых магнитных полях области сгущения газа под действием силы тяжести начинают тонуть. Газ из области разрежения стекает вниз в области сгущения, более легкие сегменты трубки под действием силы Архимеда всплывают в атмосферу Солнца. Данный тип неустойчивости магнитных полей выделен Паркером и носит его имя [2]. При всплывании арочной магнитной структуры в солнечную атмосферу все участки магнитной трубки равноправны: с одной стороны газ втекает в некоторый объём, с другой стороны вытекает из этого объёма. Кроме самой верхней точки арочной магнитной структуры – в объёме, содержащем эту точку, плазма вытекает через оба боковых сечения и создаются наиболее благоприятные условия для развития неустойчивости Паркера. Скорость подъёма верхней части арочной магнитной структуры нелинейно растёт. Вершина магнитной арки заостряется и принимает иглообразную форму. Чем остриё «иглы» тоньше, тем лучше газ стекает вниз под действием силы тяжести и лучше развивается неустойчивость Паркера.

В коротковолновом диапазоне для гармоники $m = 20$ глубина срыва магнитного поля равна 52394 км ниже фотосферного уровня. Несмотря на небольшую глубину погружения трубки по сравнению с длиной волны ($\lambda \approx 2 \cdot 10^5$ км) в нелинейной фазе развития неустойчивости Паркера верхняя точка всплывающей арочной магнитной структуры успевает набрать вертикальное ускорение порядка 600 м/сек^2 на фотосферном уровне. При этом скорость подъёма порядка 200 км/сек (рис. 1).

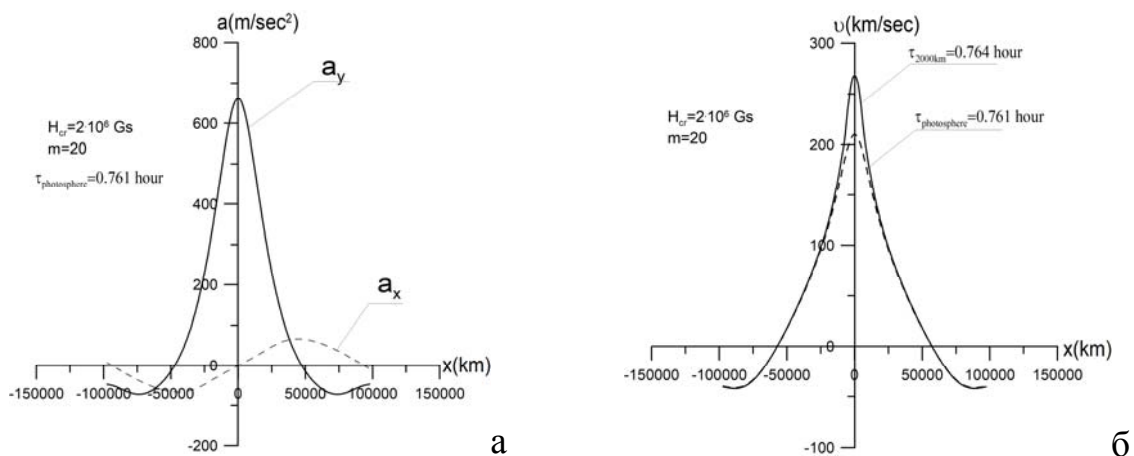


Рис. 1. Распределения вертикального и горизонтального ускорений магнитной трубки в момент выхода на фотосферный уровень (а); вертикальной скорости подъёма магнитной трубки при выходе на фотосферный уровень и в хромосферу (б).

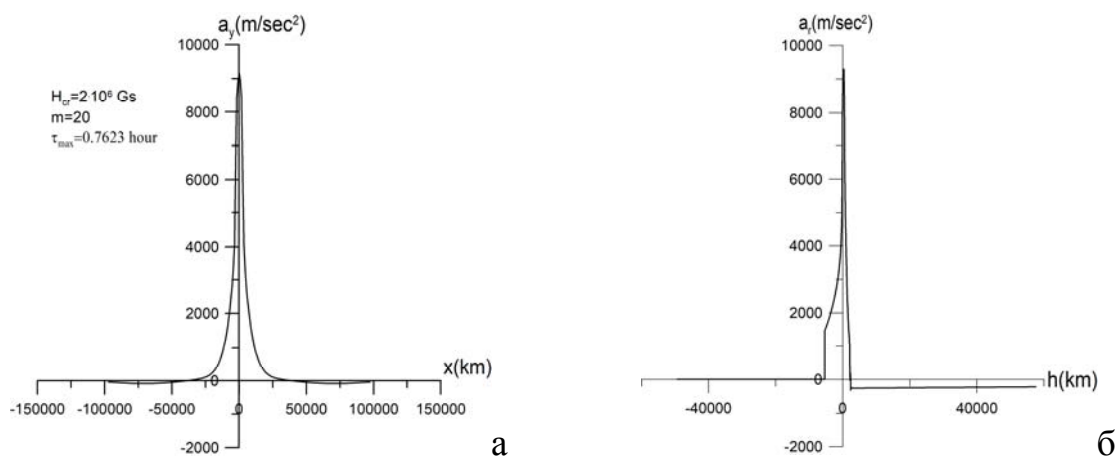


Рис. 2. Распределения вертикального ускорения магнитной трубки в верхних слоях хромосферы (а); вертикального ускорения верхней точки арочной структуры в зависимости от высоты подъёма (б)

В верхних слоях хромосферы Солнца реализуется взрывной характер развития неустойчивости Паркера. Вертикальное ускорение подъёма почти на два порядка превышает ускорение свободного падения на поверхности Солнца (рис. 2а). Полуширина распределения графика вертикального ускорения резко снижается до значений $\Delta \approx 10^3$ км. Вертикальная скорость подъёма возрастает до значений порядка 300 км/сек (рис. 1), что на порядок превышает значения местной скорости звука ($M \approx 12$).

В верхних слоях хромосферы Солнца на высотах порядка 2000 км от фотосферного уровня реализуется нелинейный рост температуры из-за эффекта аномального прогрева солнечной атмосферы [4]. На эти высотах плотность газа в атмосфере резко падает, выталкивающая сила Архимеда исчезает, и трубка тормозится в режиме свободного падения в поле тяжести Солнца (рис. 2).

3. Заключение

В результате нелинейного роста скорости подъёма верхней части всплывающей арочной магнитной структуры при развитии неустойчивости Паркера фотосферные и хромосферные слои испытывают резкий вертикальный удар. Сила удара пропорциональна вертикальному ускорению всплывающей верхней части магнитной арки (рис.2а). Полуширина профиля порядка 1000 км. Горизонтальное ускорение практически отсутствует (рис.1а). При достижении фотосферного уровня трубка успевает разогнаться до гиперзвуковой скорости подъёма (рис.1б). В результате фотосфера и особенно хромосфера испытывают мощный резкий вертикальный удар, сконцентрированный на малой площади и производимый заостренным телом, движущимся с гиперзвуковой скоростью. От места воздействия удара отходят сильные концентрические ударные волны, распространяющиеся вдоль солнечной поверхности.

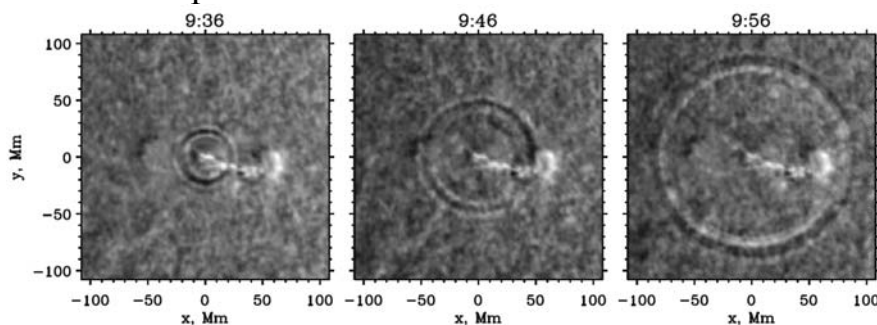


Рис. 3. Генерация концентрических ударных волн в солнечной хромосфере.

Эти волны, распространяющиеся при развитии активных областей, современными наблюдательными средствами уверенно регистрируются (рис.3) и получили название «солнцетрясение» [5]. Предложенный в настоящей работе механизм генерации ударных волн работает при выбросе магнитного поля и в чистую атмосферу вне активных областей. Этот вывод допускает прямую наблюдательную проверку. Главный результат работы: момент начала генерации концентрических ударных волн предшествует началу генерации солнечных вспышек в активной области. Это явление по своей физической сути является «предвестником».

Литература

1. *Зирин Г.* Солнечная атмосфера. – М.: Мир. 1969. – 504 с.
2. *Паркер Е.М.* Космические магнитные поля. Их образование и проявления // М.: Мир. 1982. Т. 1. 608 с. Т.2. 408 с.
3. *Romanov K.V.* The Effect of Heat Conduction on the Formation of Coronal Condensations in the Solar Atmosphere // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2018, Vol. 58, No. 8, pp. 1123–1128.
4. *Прист Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика. – М.: Мир. 1985. – 592 с.
5. *Kosovichev A.G., Zharkova V.V.* Observation of seismic effects of solar flare from the Soho Michelson Doppler images // 1995, *Helioseismology*, Proc.4th SOHO Workshop, 341.

О СВОЙСТВАХ ПЕРЕМЕННОСТИ СОЛНЕЧНОЙ ПОСТОЯННОЙ КАК ИНДЕКСА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Рябов М.И., Сухарев А.Л., Событняк Л.И.

*Одесская обсерватория «УРАН-4» Радиоастрономического института НАНУ,
Одесса, Украина*

ABOUT THE PROPERTIES OF THE VARIABILITY SOLAR CONSTANT AS AN INDEX OF SOLAR ACTIVIT

Ryabov M.I., Sukharev A.L., Sobitnyak L.I.

Odessa Observatory "URAN-4", Radio-Astronomical Institute of NAS of Ukraine

Changes in solar constant are a major factor in the system of solar-terrestrial connections. In terms of the level of energy emitted, its changes exceed all other space weather indices. Receiving satellite observations with accuracy reaching 0.01% and devoid of the influence of the atmosphere allows to conduct a detailed analysis of variations of this index of solar activity for 21–24 cycles of solar activity. The application of the wavelet analysis demonstrates the properties of the "11-year cycle" in changing the solar constant and the presence of different periods of its modulation. By excluding the variations of the "11-year cycle", you can investigate short-period processes in each solar cycle. At the same time, the presence of the trend component, short-period variations, episodic lows and highs of the magnitude of the solar constant is noteworthy. All of these processes have been thoroughly reviewed separately. Periods of variations of solar constant in the range of 0.5 years and up to 3 years appear from cycle to cycle with varying degrees of modulation. Episodic lows are associated with the passage of large groups of spots – activity complexes – through the Sun disk. There is an effect of their influence – the maximum change is observed when there are groups of spots in the center of the solar disk.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-341-344

Введение

На изменение солнечной постоянной влияет эллиптичность орбиты Земли и проявление солнечной активности. Ежегодные вариации солнечной постоянной составляют 6.3% достигая максимума в январе – 1,412 кВт/м² и минимума начале июля – 1,321 кВт/м². Влияние солнечной активности проявляется в изменении солнечной постоянной связанное с наличием на диске Солнца групп пятен (уменьшение величины) и наличие протяженных факелов и флоккулов (увеличение величины) и компоненты связанной с солнечным циклом. Солнечная постоянная является основной энергетической характеристикой влияющей на погоду и климат на Земле, поддержание условий необходимых для существования жизни. Наземные наблюдения солнечной постоянной из-за влияния атмосферы и места измерений не обеспечивали получения достоверных значений его глобальных характеристик [1].

Результаты исследований

С начала космической эры в 60-х годах началась эпоха спутниковых наблюдений, которая продолжается до настоящего времени. Благодаря этим внеатмосферным измерениям и применения методики согласования данных измерений на различных космических аппаратах удалось достичь измеряемой точности в 0.01 %. Такие данные существуют для периода с 20 по 24 циклы солнечной активности. <http://lasp.colorado.edu/home/sorce/data/tsi-data/>

На рис. 1 показаны данные спутниковых наблюдений солнечной постоянной.

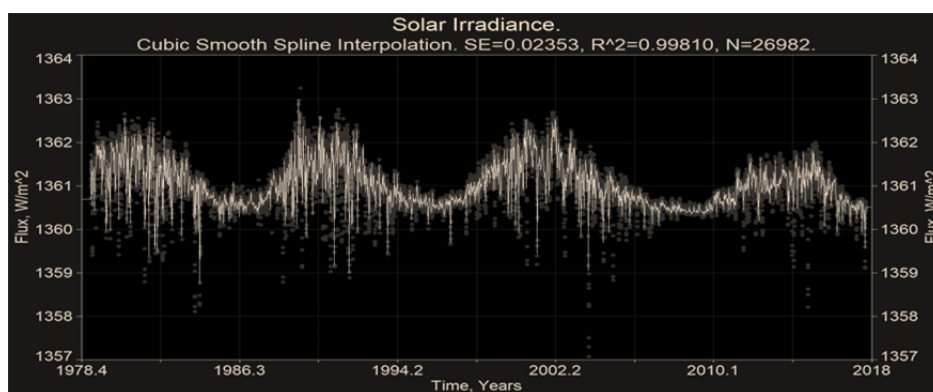


Рис. 1. Результаты спутниковых наблюдений солнечной постоянной.

По данным наблюдений заметно наличие трех компонент в изменении солнечной постоянной. Резкие и глубокие минимумы связаны с появлением на диске Солнца больших групп пятен. Эффект их максимален при нахождении в центре солнечного диска. Наличие максимумов связано с наличием ярких флоккулов и проявлений солнечных вспышек. Третий компонент связан с наличием 11-летнего тренда солнечного цикла.[2]

Применяя методику обработки средствами вейвлет анализа [3] и исключая из данных трендовую составляющую 11-летнего цикла, получаем общую картину проявления различных периодов в изменениях солнечной постоянной. Для периодов продолжительностью больше года видно, что время их существования может быть больше одного цикла активности. Более короткие периоды проявляются в каждом из циклов по-разному (см. рис. 2).

Возможность получения спектров периодов на основе применения вейвлет анализа позволяет выявить волновую природу переменности солнечной постоянной как индекса солнечной активности.

Сравним спектр периодов для солнечной постоянной (рис. 3) и суммарной площади групп пятен (рис. 4) характерных для 2003 года.

Сравнение показывает, что при наличии близких периодов (366 дней в солнечной постоянной и 376 дней в Sp) общий вид спектра периодов заметно отличается. Следует также иметь в виду, что индекс Sp для всего

солнечного диска является суперпозицией процессов активности северного и южного полушарий обладающих различными периодами активности [3] .

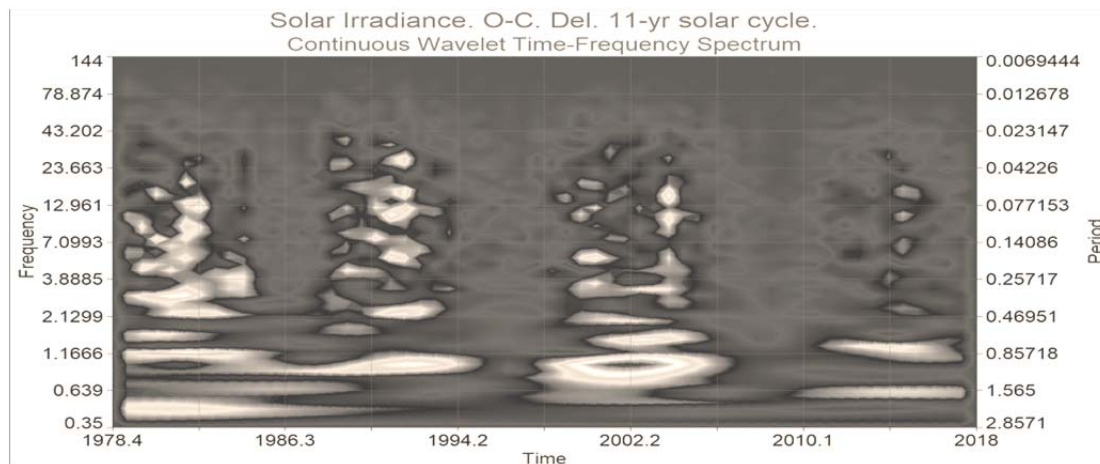


Рис. 2. Основные периоды в изменении солнечной постоянной, полученные средствами вейвлет анализа.

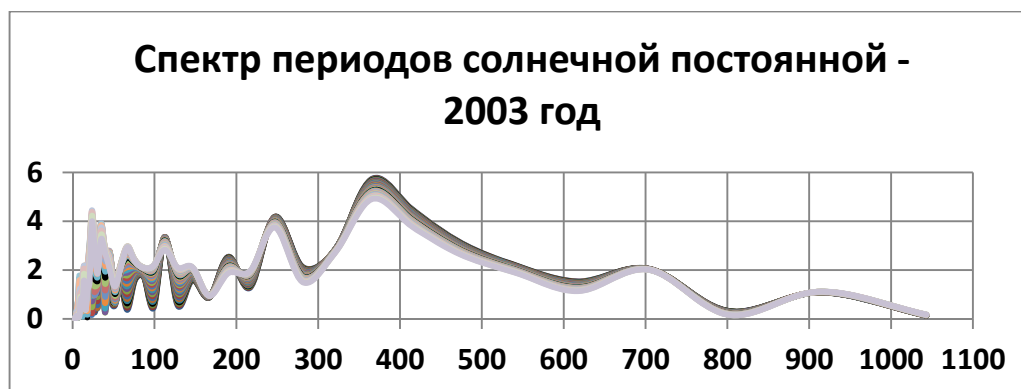


Рис. 3. Спектр периодов солнечной постоянной 2003 года. По горизонтальной оси периоды в днях, по вертикальной оси спектральная мощность.



Рис. 4. Спектр периодов суммарных площадей групп пятен – Sp (2003 год), на горизонтальной оси периоды в днях, по вертикальной оси спектральная мощность.

Выводы

Анализ данных наблюдений изменений солнечной постоянной на протяжении 21–24 циклов солнечной активности средствами вейвлет анализа позволяет определять основные периоды ее изменения как индекса солнечной активности. Особенностью данного индекса является заметное отличие циклов его активности от циклов магнитной активности, определяемых по изменению групп пятен. В связи с этим можно предполагать существование «11-ти летнего цикла» связанного с основным энергетическим выходом определяемого различными уровнями и структурами конвективной зоны и последующим «11-ти летним циклом магнитной активности» определяемого формированием групп пятен.

Литература

1. Поток энергии Солнца и его измерения. – М.: Мир, 1980.
2. *Kok Leng Yeo*. Analysis and modeling of solar irradiance variations/ Dissertation. arXiv:1412.3935v2[astro-ph.SR] 5 Jul 2015.
3. *Рябов М.И.* Активность северного и южного полушарий как основа проявления солнечного цикла // Сборник статей «Солнечная и солнечно-земная физика – 2014», СПб, 2014, с 365-368.

КРИТИЧЕСКИЕ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ МАСШТАБЫ АКУСТИКО-ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НЕОДНОРОДНОЙ ХРОМОСФЕРЫ

Савина О.Н.¹, Беспалов П.А.², Ашина П.Н.¹

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

²*Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия*

CRITICAL SPACE TEMPORAL SCALES OF ACOUSTIC-GRAVITY PERTURBATIONS IN INHOMOGENEOUS CHROMOSPHERE

Savina O.N.¹, Bespalov P.A.², Ashina P.N.¹

¹*National Research University Higher School of Economics, Nizhny Novgorod, Russia*

²*Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, Russia*

The characteristics of acoustic-gravity perturbations in a strongly inhomogeneous chromosphere are considered. The influence of the temperature gradient on the limiting frequency of acoustic vibrations of the atmosphere is investigated. It is shown that the acoustic-gravity waves propagation at frequencies below the limiting acoustic frequency as for the model of isothermal atmosphere is possible. The general form of the characteristic equation for acoustic-gravity waves in a two-layer model of the height profile of atmosphere temperature is obtained. In the framework of this model, the influence of the lower boundary of the chromosphere on the space scales of surface waves near the transition region is studied.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-345-348

Введение

Для солнечной атмосферы характерны так называемые пятиминутные колебания, наблюдаемые как с Земли, так и с помощью космических аппаратов [1]. Важно разобраться с частотами этих колебаний и локализацией их энергии. Этот вопрос обсуждался в литературе для различных моделей профиля температуры [2–4], где было показано, что значение предельной акустической частоты определяется выбранной моделью, но всегда оценка предельной акустической частоты получается меньше значения, соответствующего изотермической модели.

В данной работе проводится анализ частот собственных колебаний атмосферы со скачком температуры на высотах переходного слоя солнечной атмосферы, результаты которого показывают, что свойства собственных колебаний зависят от величины перепада температур и мало зависят от положения нижней границы атмосферы на высоте фотосферы. Частоты собственных колебаний определяются температурой выше перепада, и их период больше пяти минут. В такой ситуации возможно распространение быстрых акустико-гравитационных волн с периодом около пяти минут от фотосферы в корону.

Собственные колебания атмосферы со скачком температуры

Рассмотрим линеаризованную систему уравнений газодинамики для возмущения давления p , горизонтальной скорости u и вертикальной скорости w [5]:

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{\partial p}{\partial x}; \quad \rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial z} - \rho g; \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} + \rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) &= 0; \\ \frac{\partial p}{\partial t} + w \frac{dp_0}{dz} &= c_s^2 \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{d\rho_0}{dz} \right). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ось z направлена против ускорения силы тяжести \vec{g} и ось x в горизонтальном направлении, c_s – скорость звука. Регулярное давление $p_0(z) = p_{00} \exp\left[-\int_0^z H^{-1}(z') dz'\right]$ подчиняется условию термодинамического равновесия, распределение регулярной плотности $\rho_0(z) = p_0(z)/(gH(z))$, где $H(z)$ – локальное значение высоты однородной атмосферы.

Возьмем за основу модельный профиль атмосферной температуры, состоящий из двух изотермических слоев с различными, меняющимися скачком значениями температуры (Рис. 1). Тогда решение для вертикальной скорости среды w_1 в нижнем слое (индекс 1) с жесткой нижней границей ищем в виде

$$w_1 = \left(A \exp\{-ik_{z1}z\} + B \exp\{ik_{z1}z\} \right) \exp\{-i\omega t + ik_x x + z / 2H_1\}$$

и в верхнем слое (индекс 2) в виде $w_2 = D \exp\{-i\omega t + ik_x x + ik_{z2}z + z / 2H_2\}$. Здесь A, B, D – постоянные, значения которых определяются граничными условиями, ω – частота волны, k_x – горизонтальная и $k_{z1,2}$ – вертикальные компоненты волнового вектора, H – высота однородной атмосферы, координата z отсчитывается от области перепада температуры. Воспользовавшись известным дисперсионным соотношением для акустико-гравитационных волн в изотермической атмосфере, запишем для каждого из изотермических слоев [5]

$$k_{z1,2} = \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_{A1,2}^2}{c_{1,2}^2} - \frac{(\omega^2 - \omega_{g1,2}^2)k_x^2}{\omega^2}}. \quad (2)$$

Рассмотрим задачу о нахождении собственных частот колебаний для выбранной модели атмосферы. Поля возмущений должны соответствовать нулевому среднему вертикальному потоку энергии. Поэтому в верхней

среде решение представляет собой прижатую к перепаду волну, т.е. должно быть выполнено условие $k_{z2} = -ik_2$, где k_2 - действительная величина.

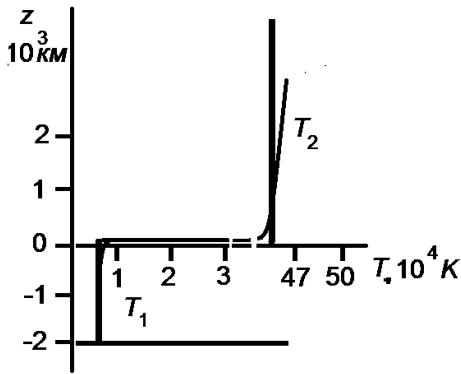


Рис. 1.

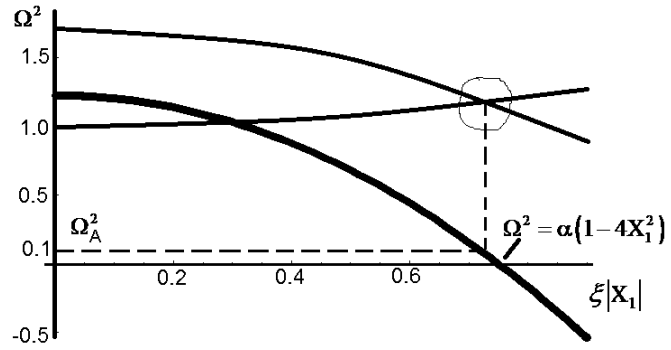


Рис. 2.

Характеристическое уравнение для акустико-гравитационных волн в атмосфере со скачком температуры нетрудно получить, воспользовавшись граничными условиями. В модели с жесткой нижней границей при $z = -l$ имеем $w_1(z = -l) = 0$, на границе $z = 0$ выполняется условие непрерывности вертикальной скорости $w_1|_{z=0} = w_2|_{z=0}$, а также условие равенства давлений:

$$p_1 = p_2 + g(\rho_{01} - \rho_{02}) \frac{iw_2}{\omega}.$$

Для нетривиального решения, удовлетворяющего принятым граничным условиям, получаем характеристическое уравнение:

$$\frac{\rho_{01} \left(\gamma H_1 \kappa_1 \operatorname{ctg}(\kappa_1 l) + \frac{\gamma}{2} - 1 \right)}{(\omega^2 - c_1^2 k_x^2)} = \frac{\rho_{02} \left(i \kappa_2 \gamma H_2 + \frac{\gamma}{2} - 1 \right)}{(\omega^2 - c_2^2 k_x^2)} + \frac{\rho_{02} - \rho_{01}}{\omega^2}. \quad (3)$$

Будем рассматривать колебания атмосферы с большими горизонтальными масштабами, полагая $k_x = 0$. Введем обозначения: $X_1 = k_{z1} H_1 = \sqrt{\frac{\Omega^2 - \alpha}{4\alpha}}$,

$X_2 = k_{z2} H_2 = \sqrt{\frac{\Omega^2 \tau - \alpha}{4\alpha}}$; $\alpha = \frac{\omega_{A1}^2}{\omega_{g1}^2} = \frac{\gamma^2}{4(\gamma - 1)}$; $\Omega = \frac{\omega}{\omega_{g1}}$; $\tau = \frac{T_2}{T_1}$. Для прижатой

к перепаду сверху волны с $k_{z2}^2 < 0$ получаем оценку собственной частоты колебаний: $\Omega^2 \leq \alpha/\tau$. Последнее неравенство позволяет сделать вывод о том, что если собственная частота существует, то ее значение значительно меньше ω_{A1} – предельной частоты акустико-гравитационных волн в хромосфере, оцениваемой для модели изотермической атмосферы с темпера-

турой T_1 . Покажем, что характеристическое уравнение имеет решение для моды с $k_{z2}^2 < 0$ и $k_x = 0$. Анализ уточняет, что решение существует, если выполняется еще одно условие: $k_{z1}^2 < 0$. Характеристическое уравнение, соответствующее поверхностной волне, имеет следующий вид:

$$|X_1| \operatorname{cth}(|X_1| \xi) = \frac{2 - \gamma}{2\gamma} + \frac{1 - R}{\gamma} \left(-|X_2| + \frac{\gamma - 2}{2\gamma} \right). \quad (4)$$

Следует отметить, что уравнение (4) имеет аналитическое решение в приближении $R = 0$ и в отсутствии нижней границы $\xi \rightarrow \infty$ [6]. На рис.2 решению характеристического уравнения соответствует отмеченное пересечение сплошных линий, представленное для $\xi = 1.5$, $\tau = 10$, $R = 0,1$. Численный анализ уравнения (4) показал, что вынужденные колебания атмосферы, обусловленные, например, конвективными движениями фотосферы, при $\xi > 1.5$ и $\tau > 10$ не захвачены в волновод, и высвечиваются в корону, если их частоты превосходят частоту $\tau\omega_{A1}$ в τ раз меньше ω_{A1} в нижней среде. Отметим, что в работе [4] указано, что при больших градиентах температуры реализуются условия неустойчивости акустико-гравитационных возмущений на частотах близких к ω_{A1} , что может привести к их возбуждению.

Заключение

Согласно проведенному анализу, основанному на применении аппроксимации атмосферной температуры скачком на высотах переходного слоя, параметры собственных колебаний зависят от величины перепада температур. Частота собственных колебаний определяется температурой сверху, и их период ниже пяти минут. Весьма вероятно, что взаимодействие акустико-гравитационных колебаний с токовой системой в верхней хромосфере может служить причиной пятиминутных изгибных колебаний корональных арок и трехминутных колебаний солнечных пятен.

Работа поддержана программой РАН №. 19-270.

Литература

1. *Battams K., Gallagher B.M., Weigel R.S.* // Solar Phys., 2019, p. 294-310.
2. *Taroyan Y., Erdelyi R.* // Solar Phys., 2008, v. 251, p. 523-531.
3. *Петрухин Н.С., Пелиновский Е.Н., Баццина Е.К.* // Письма в астрономический журнал, 2012, т. 38, №6, с. 439-445.
4. *Savina O.N.* // Central European Bulletin, 2015, v. 39, p. 83-90.
5. *Госсард Э., Хук У.* Волны в атмосфере. – М.: Мир, 1978. – 532 с.
6. *Беспалов П.А., Савина О.Н.* // Письма в астрономический журнал. 1998. т. 24. № 1. с. 58-62.

**ВРЕМЕННЫЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ МЯГКОГО
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОЙ
ОБЛАСТИ NOAA 1024, ЗАРЕГИСТРИРОВАННОГО ПРИБОРОМ
"ПИНГВИН-М" В ПЕРИОД ГЛУБОКОГО МИНИМУМА
СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В ИЮЛЕ 2009 ГОДА**

**Савченко М.И., Ватагин П.В., Дмитриев П.Б., Огурцов М.Г.,
Круглов Е.М., Лазутков В.П., Скородумов Д.В., Шишов И.И.**
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

**TEMPORAL AND ENERGY SPECTRA OF SOFT X-RAY RADIATION
OF THE SOLAR ACTIVE REGION NOAA 1024, RECORDED BY THE
PINGVIN-M INSTRUMENT DURING THE PERIOD OF THE DEEP
MINIMUM OF SOLAR ACTIVITY IN JULY 2009**

**Savchenko M.I., Vatagin P.V., Dmitriyev P.B., Ogurtsov M.G.,
Kruglov E.M., Lazutkov V.P., Skorodumov D.V., Shishov I.I.**
Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

The paper presents the results of processing data of the soft X-ray radiation of the Sun, obtained by the "PINGVIN-M" instrument on board an automatic orbital station "CORONAS-FOTON" in July 2009. Its high sensitivity combined with effective compensation of the magnetospheric background in most parts of the orbit allowed for a detailed study of the evolution of x-ray radiation of the active region and its x-ray flares: from microflashes to class C flares. The analyzed data refer to the period of a deep minimum of solar activity, when only one active region radiating in the soft x-ray range was present on the solar disk. This allowed, with an instrument that receives radiation from the entire solar disk, to study the characteristics of soft x-ray radiation of this region without additional background. Therefore an essential enhancement of the reliability is achieved in estimating the temporal parameters and X-ray energy spectra derived from experimental data.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-349-352

1. Введение

Если в начальный период изучения рентгеновского излучения Солнца основное внимание уделялось мощным событиям, то в последнее время много внимания уделяется слабым вспышкам [1, 2]. Интерес к слабым вспышкам возрос с появлением приборов с пространственным разрешением в рентгеновской области. Проблема изучения слабых событий приборами, регистрирующими мягкое рентгеновское излучение от всего Солнца, заключается в высокой интенсивности постоянного потока Солнца в этом диапазоне. При изучении слабых вспышек это излучение является фоновым. При высокой солнечной активности его интенсивность может достигать интенсивности излучения вспышек класса С (10^{-6} Вт/м²).

2009 год был годом глубокого минимума солнечной активности. Интенсивность мягкого рентгеновского излучения от всего Солнца в отсутствии активных образований была ниже $4 \cdot 10^{-9}$ Вт/(м²·с). Это позволило с помощью прибора «ПИНГВИН-М», регистрирующего излучение от всего Солнца, изучать мягкое рентгеновское излучение солнечных активных областей с высокой чувствительностью. В данной работе представлены результаты изучения мягкого рентгеновского излучения активной области АО 1024, существовавшей в первой половине июля 2009 года.

2. Регистрация мягкого рентгеновского излучения прибором «ПИНГВИН-М» на борту станции «КОРОНАС-ФОТОН»

При работе на околоземной орбите скорость счета в детекторах рентгеновского излучения складывается из излучения Солнца и магнитосферного фона. Прибор «ПИНГВИН-М» [3] входил в комплекс научной аппаратуры орбитальной станции «КОРОНАС-ФОТОН». Станция находилась на круговой орбите с высотой 500 км и высоким углом наклона орбиты, что определило регулярный заход станции в области зон “отрогов” радиационных поясов Земли и Южно-Атлантической магнитной аномалии, а также существование определенного фона в детекторах по всей орбите.

Детектором мягкого рентгеновского излучения в приборе «ПИНГВИН-М» был пропорциональный детектор, регистрирующий излучение в диапазоне энергий 1,7–20 кэВ в 11 энергетических каналах. Детектор имел 4 секции, две из которых, предназначенные для регистрации рентгеновского излучения от Солнца – S10 и S01, имели сильно отличающуюся эффективность по отношению к этому излучению и близкую эффективность по отношению к магнитосферному фону. Взяв разницу скоростей счета в этих секциях мы эффективно компенсировали магнитосферный фон на большей части орбиты. Участки с остаточным фоном исключались из ряда данных по виду (жесткости) приборного спектра.

3. Анализ излучения активной области (АО) 1024

Активная область 1024 существовала с 04 июля по московскому времени (03 июля по UT) до 12 июля 2009 года [4].

На рис. 1 приведен ряд полученных нами данных по мягкому рентгеновскому излучению АО 1024, очищенный от магнитосферного фона. На рисунке приведена скорость счета в детекторе для энергетического диапазона 1,7–5,5 кэВ. Основная вспышечная активность области проявилась в первые два-три дня ее существования.

Нами был проведен Фурье анализ излучения за наиболее активный период 03–06.07.2009. Спектр Фурье приведен на рис. 2. Выявляются периоды 10 часов, 5,5 часов, 5 часов 3 часа.

Для исследования более высокочастотной составляющей излучения вспышек был использован вейвлет-анализ. Из исходного ряда были удалены

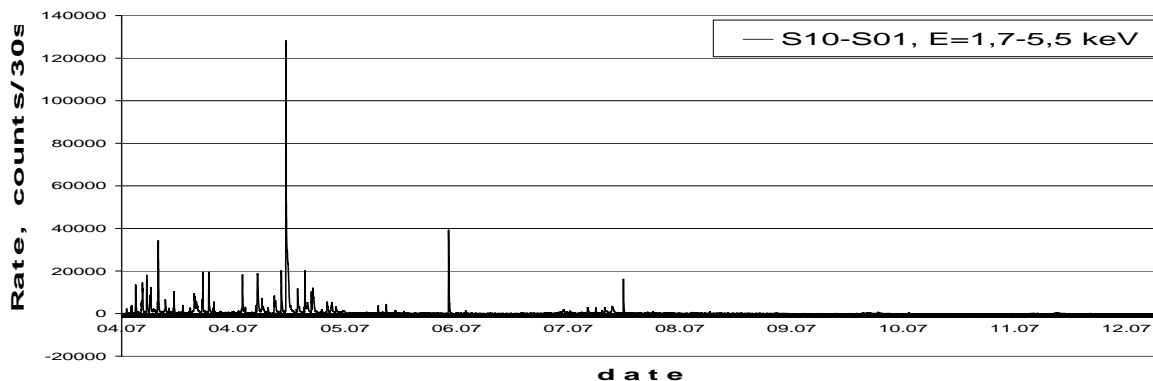


Рис. 1.

долговременные вариации. Для этого он был разложен на 8 спектральных компонентов. На рис. 3 приведен результат вейвлет-анализа ряда данных за первые 6 часов существования области 03.07.2009 21:00UT – 04.07.2009 03:00 UT. Где А – исходный ряд; В – сумма среднего значения и первой восстановленной компоненты; С – вторая восстановленная компонента; D – сумма всех восстановленных компонент кроме первой (высокочастотная часть исходного ряда); E – вейвлетный спектр (базис Морле) высокочастотной части (D); F – локальный спектр.

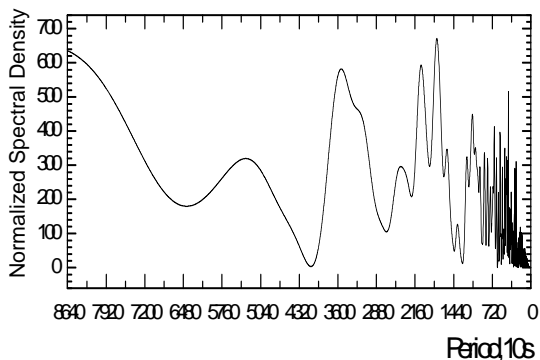


Рис. 2.

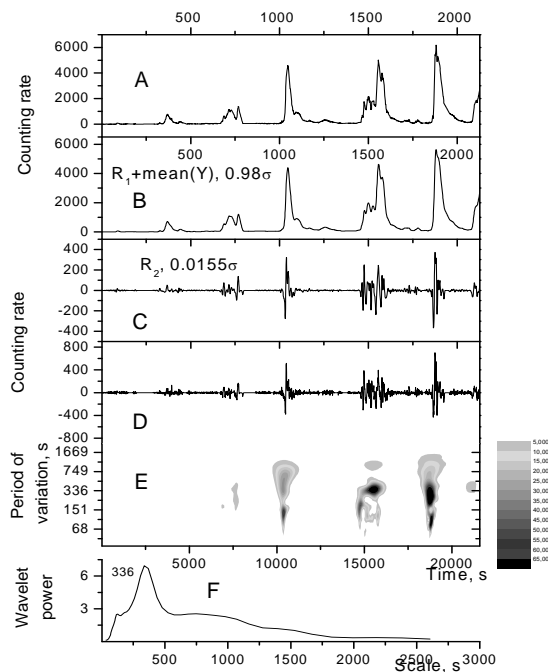


Рис. 3.

Как видно из рисунка 3 во время вспышек 3-5 возникают осцилляции, с периодом близким к 300 секундам (5 минутам), что согласуется с представлениями о модуляции тока магнитных петель пятиминутными осцилляциями фотосферной конвекции [5].

Аналогичный анализ, проведенный для следующих двух 6-часовых интервалов: 04.07.2009 03:00UT – 04.07.2009 09:00 UT и 04.07.2009 09:00UT – 04.07.2009 12:00 UT привел к значениям периодов осцилляций во время наиболее мощных событий 200 и 260 секунд соответственно. Анализ других наиболее интенсивных событий привел к следующим значениям периодов T осцилляций для вспышек: 04.07.2009 22:09 UT B5.9 $T = 800$ с; 05.07.2009 01:15 UT B5.9 $T = 200$ с; 05.07.2009 02:13 UT B2.2 $T = 400$ с; 05.07.2009 04:47 UT B2.3 $T = 250$ с; 05.07.2009 06:14 UT B5.1 $T = 300$ с; 05.07.2009 07:13 UT C2.7 $T = 500$ с.

В модели вспышки, рассматривающей магнитную петлю как эквивалентный электрический контур [6], собственная частота такого контура заключена обычно в пределах 10^{-3} – 10^{-1} Герц. Полученные нами значения периодов соответствуют этому диапазону.

Благодаря благоприятным фоновым условиям мы исследовали рентгеновское излучение активной области вне вспышек и восстановили по нему температуру и меру эмиссии излучающих областей, взяв соотношение этих параметров и спектра излучения на орбите Земли [7]. На рис. 4 приведены значения T и EM за время существования АО.

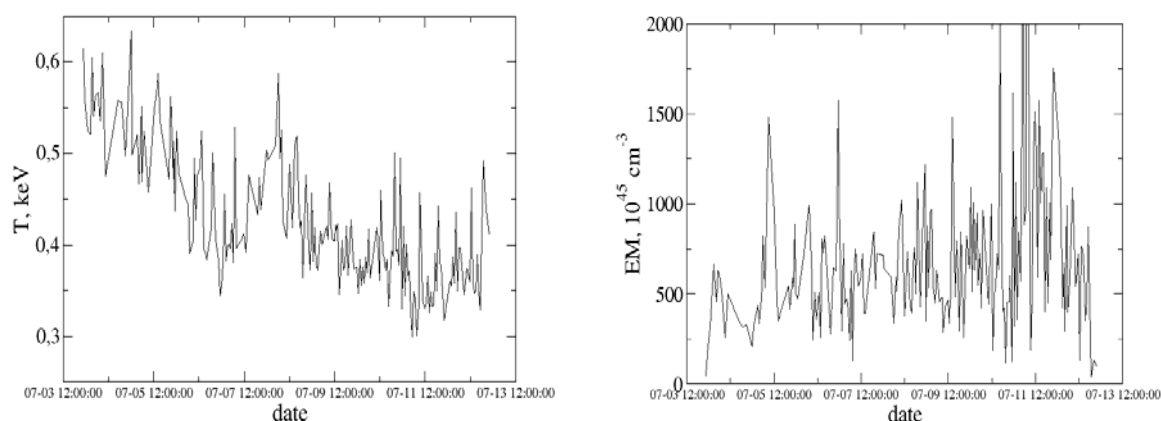


Рис. 4.

Слабое рентгеновское излучение области мы регистрировали вплоть до 03:40 UT 13.07.2009.

Литература

1. Paul J. Wright, Iain G. Hannah, Brian W. Grefenstette, et al // *Astrophys. J.* 2017. 844:132.
2. Arnold O. Benz and Paolo C. Grigis // *Solar Physics*, 2002, Vol. 210, pp 431–444.
3. Котов Ю.Д., А.С. Гляненько, А.И. Архангельский и др. // *Астрономический вестник*, 2011, том 45, № 2, с. 1–11.
4. http://tesis.lebedev.ru/active_areas.html
5. Зайцев В.В., К.Г. Кислякова // *Известия вузов. Радиофизика*, 2012, Т. 55, № 7, с. 473–484.
6. Зайцев В.В., Степанов А.В. // *УФН*, 2008. Т. 178, № 11, с. 1165–1204.
7. Crannell C.J., K.J. Frost, C. Matzler, et al. // *Astrophys. J.*, 1978, Vol. 223, (2), pp. 620–637.

РОТАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КОРОНАЛЬНЫХ ПОЛЯРНЫХ ДЫР ПО ДАННЫМ SDO

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

ROTATIONAL PROPERTIES OF POLAR CORONAL HOLES WITH SDO DATA

Smirnova V.V., Korolkova O.A., Solov'ev A.A., Zhivanovich I.
Central (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, St. Petersburg, Russia

According to solar observations at the Solar Dynamic Observatory, a new rotational effect was revealed in temporal variations of the area of polar coronal holes, with a period of 14 days. The rotational parameters of polar coronal holes were studied on the time-interval from 2010 to 2018 years. A simple theoretical explanation for the discovered rotational effect is proposed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-353-356

Корональные дыры – долгоживущие крупномасштабные структуры с открытой конфигурацией магнитного поля – одно из важных проявлений солнечной активности. Несмотря на то, что наблюдения корональных дыр ведутся уже давно [1], их ротационные свойства (периодичность появления по мере вращения Солнца) остаются плохо исследованными.

В данной работе сообщается об обнаружении нового ротационного эффекта корональных дыр (КД) с периодом около 14 дней (полупериод вращения Солнца), который надежно выявлен в вариациях площадей полярных корональных дыр по данным Solar Dynamics Observatory (SDO).

Исследования КД в ультрафиолетовом диапазоне активно проводились с начала 1970-х годов, когда был запущен космический аппарат Skylab [1]. Интерес к КД обусловлен тем, что они являются источниками ускоренного солнечного ветра [2]. Согласно современным наблюдательным данным и теоретическим моделям, КД представляют собою области пониженной плотности плазмы [3], а их температура близка к температуре окружающей короны [4]. Наблюдаются как стационарные полярные КД, так и среднеширотные. По-видимому, крупномасштабное магнитное поле, корональная дыра и активная область в процессе эволюции образуют единый комплекс [5].

Несмотря на достаточно большой объем наблюдательных данных, пока не предложено адекватной физической модели КД, полностью соответствующей наблюдениям. Исследования же ротационных свойств КД направлены, в основном, на установление связи их вращения с развитием солнечных циклов [5].

Нами, наряду с хорошо известным и легко наблюдаемым 27–28-дневным периодом вращения КД [6], выявлены более короткие периоды, такие как полупериод в 14 дней и менее. Наличие относительно коротких периодов в колебательном спектре КД является новым результатом и нуждается в физической интерпретации.

Процесс обработки данных о вариациях площадей КД начинается с выбора методики определения площади КД по наблюдениям в ультрафиолете. Существует, по крайней мере, два метода определения площадей КД. Так, в методе "Coronal hole identification via multithermal emission recognition algorithm" (CHIMERA), задача решается на основе УФ данных SDO/AIA. Для идентификации границ КД используются три ультрафиолетовые линии 171Å, 193Å и 211Å. Метод позволяет очень детально исследовать структурные особенности КД.

Другой метод предложен Илларионовым и Тлатовым [7]. Он также основан на использовании УФ данных AIA в линии 193Å, которые обрабатываются с помощью компьютерной нейронной сети. Такой подход позволяет четко и аккуратно выделить границы КД без дополнительной обработки данных. Мы для анализа временных вариаций площадей КД использовали оба указанных метода.

На рис. 1 представлены результаты Фурье (а) и вейвлет (б) анализа тестовой выборки вариаций площадей полярных КД поданным CHIMERA, с 11.07.2010 по 12.07.2013. Каждая точка временного ряда соответствует максимальному значению площади самой крупной КД за наблюдательный день. В результате обнаружено три периода в вариациях площадей КД: 9, 14 и 26 дней.

Мы также проанализировали другую выборку временных вариаций площадей КД с 2010 по 2018 гг., определяемых методом, описанным в работе [7]. Были получены два временных ряда вариаций площадей КД, с разбивкой по полюсам. За полярные КД принимались те, геометрический центр которых лежал в пределах $\pm 50^\circ$ по широте.

На рис. 2 представлен пример этих рядов. Вейвлет анализ данных временных рядов показал наличие периодов 14 и 28 дней (рис. 3).

Появление полупериода 14 дней может быть связано с асимметрией формы полярной корональной дыры. Если полярная КД будет иметь асимметричную конфигурацию (например, вытянутую в форме эллипса), мы получим полупериод вращения КД, равный 14 дней. Рис. 4 наглядно иллюстрирует этот эффект асимметрии вращающейся КД.

Важно отметить, что период 14 дней проявляется не всегда. Это, возможно, связано с тем, что КД может иметь симметричную форму, или такую сложную структуру, которая при усреднении не дает заметной асимметрии.

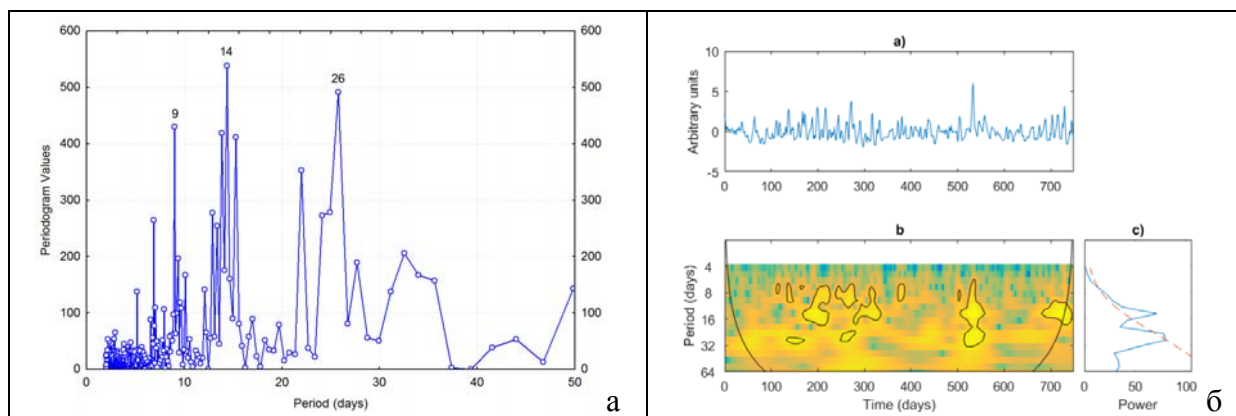


Рис. 1. Фурье-спектр временного ряда вариаций площадей КД (а). Отмечены пики 9, 14 и 26 дней. Вейвлет-спектр того же временного ряда показывает наличие периодов 8–9, 14–16 и 26–28 дней (б).

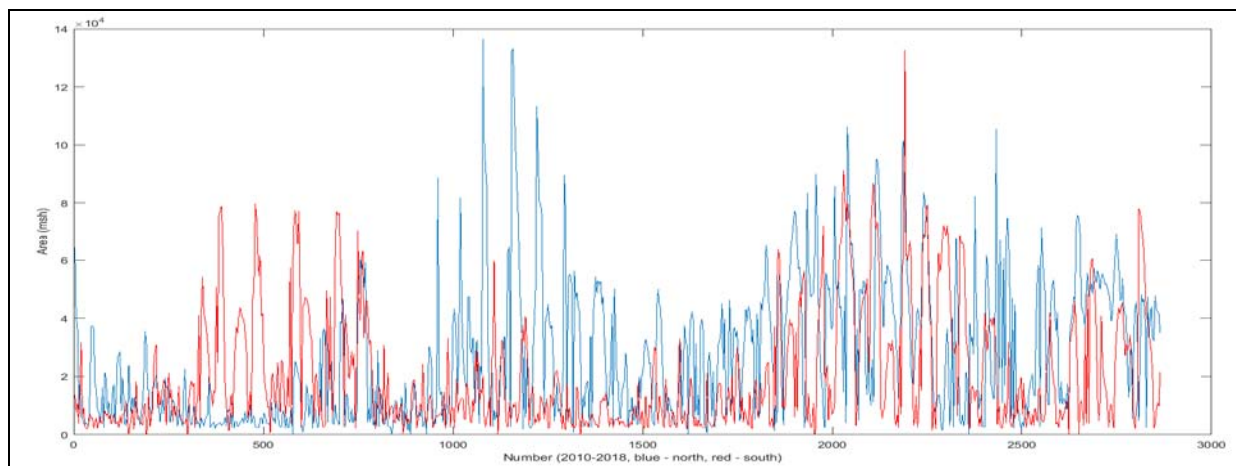


Рис. 2. Временные ряды вариаций площадей полярных корональных дыр с 2010 по 2018 гг. Северное полушарие – синий цвет, южное – красный.

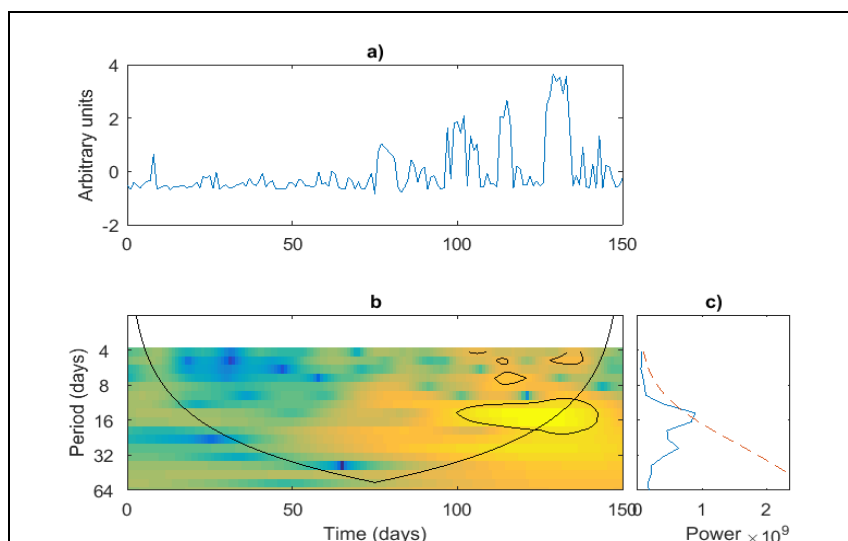


Рис. 3. Пример вейвлет-спектра части временного ряда вариаций площадей КД с периодами 14 и 28 дней.

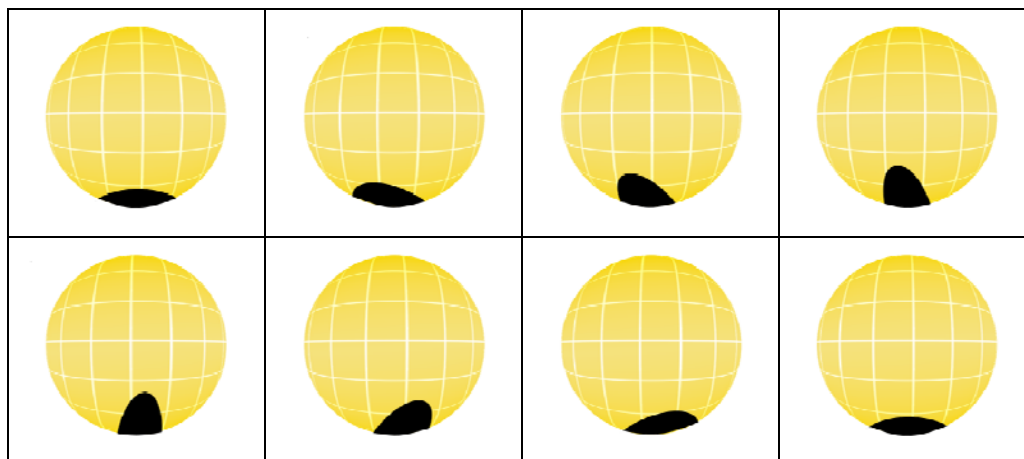


Рис. 4. Пример вращения асимметричной КД.
Период появления каждой фазы – 14 дней.

Работа поддержана РФФИ №№ 18-02-00168 и 18-32-00555 и программой КП 19-270.

Литература

1. *Munro, R.H.; Jackson, B.V. // ApJ. 1977. P1. V.213. p. 874, 875, 877–886.*
2. *Krieger, A.S.; Timothy, A.F.; Roelof, E.C. // Sol.Phys. 1973. V.292. pp. 505-525.*
3. *Obridko, V.N.; Solov'ev, A.A. // Astron. Reports. 2011. V. 55. pp.1144-1154.*
4. *Hara, H.; Tsuneta, S.; Acton, L.W.; et al. // Advances in Space Research. 1996. V. 17. Iss. 4–5. p. 231-234.*
5. *Обридко В.Н., Наговицын Ю.А. Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. – СПб: Изд-во ВВМ. 2017. – 446 с.*
6. *Lei, Jiuhou; Thayer, Jeffrey P.; Forbes, Jeffrey M.; et al. // Geophysical Research Letters. 2008. V. 35. Iss.10, CiteID L10109.*
7. *Illarionov, E.A.; Tlatov, A.G. // MNRAS. 2018. V. 481. pp. 5014-5021.*

**СРАВНИТЕЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ВСПЫШЕЧНЫХ СОБЫТИЙ М-КЛАССА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ
НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ RT-7,5 МГТУ ИМ. Н.Э. БАУМАНА**

**Смирнова В.В.¹, Цап Ю.Т.^{1,2}, Моргачев А.С.³, Моторина Г.Г.^{1,4},
Рыжов В.С.⁵, Нагнибеда В.Г.⁶**

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

²Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пгт. Научный, Россия

³ННГУ им. Н. И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

⁴Astronomical Institute ASCR, Ondrejov, Czech Republic

⁵Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
Москва, Россия

⁶НИИАИ им. В.В. Соболева Санкт-Петербургского государственного университета,
Санкт-Петербург, Россия

**M-CLASS SOLAR FLARE FEATURES OBSERVED
WITH RT-7.5 BMSTU RADIO TELESCOPE**

**Smirnova V.V.¹, Tsap Yu.T.^{1,2}, Morgachev A.S.³, Motorina G.G.^{1,4},
Ryzhov V.S.⁵, Nagnibeda V.G.⁶**

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

²Crimean Astrophysical Observatory, RAS, Russia

³Radiophysical Research Institute, Nizhny Novgorod, Russia

⁴Astronomical Institute ASCR, Ondrejov, Czech Republic

⁵Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

⁶Sobolev Astronomical Institute of Saint Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

The comparative analysis of solar flares by GOES class M obtained with the Bauman Moscow State Technical University radio telescope RT-7.5 at frequencies of 93 and 140 GHz is presented. A positive slope of the sub-THz flux density spectrum was revealed for three flares between frequencies 93 and 140 GHz. The observational characteristics of these flares involving data in the X-ray, ultraviolet, and microwave ranges were described.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-357-360

В данной работе мы анализируем все вспышечные события GOES класса М, которые наблюдались на радиотелескопе RT-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана за период с 2010 по 2018 гг. Данный радиотелескоп работает на частотах 93 и 140 ГГц. Пространственное разрешение – 2,5 и 1,5 угл. мин. соответственно, позволяет наблюдать за отдельными активными областями [1]. С 2010 по 2018 гг. на RT-7,5 было зарегистрировано 21 вспышечное событие. Из них, три вспышки показали положительный наклон спектра суб-ТГц излучения между частотами 93 и 140 ГГц. Такой наклон спектра не характерен для «стандартной» вспышки, когда наблюдается па-

дение значения потока радиоизлучения с ростом частоты [Kaufmann et al. 2009].

Мы проанализировали наблюдательные параметры трех вспышек с положительным наклоном спектра, произошедших 04.07.2012, 05.07.2012 и 02.04.2017.

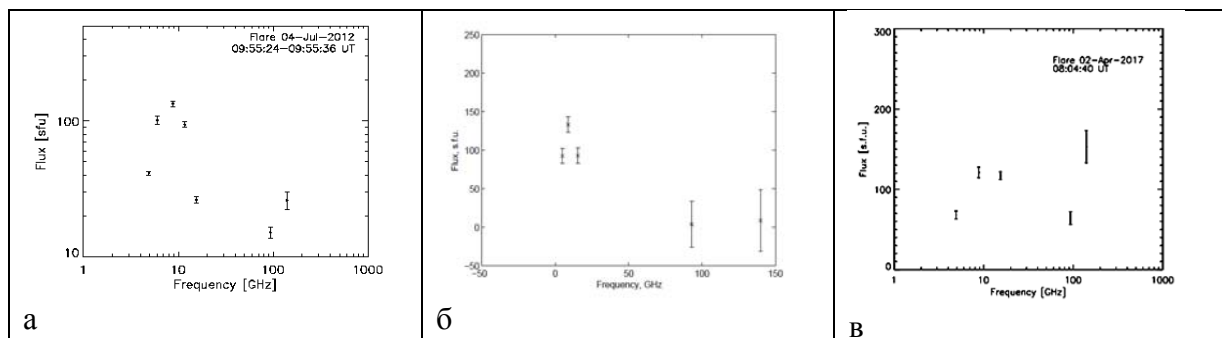


Рис. 1. Спектры плотности потока радиоизлучения вспышек: а – 04.07.2012, б – 05.07.2012, в – 02.04.2017.

Спектры микроволнового радиоизлучения вспышек были получены с помощью данных RSTN на частотах 4,9, 8,8 и 15,4 ГГц. GOES классы указанных вспышек: M5.4, M6.1 и M5.4 соответственно (рис. 1). Первое событие произошло 04.07.2012 в активной области NOAA 11515. Для анализа данных суб-ТГц излучения вспышки дополнительно были привлечены наблюдения в мягком (GOES, каналы 1–8 А и 0.5–4 Å и жестком (RHESSI, 25–50, 50–100 и 100–300 keV) рентгене (рис. 2, панели а b и с). Жесткое рентгеновское излучение с энергией фотонов > 50 keV было незначительным и имело только один слабо выраженный максимум на временном профиле. Спектр микроволнового радиоизлучения (рис. 1а) имел максимум на частоте 9 ГГц. Спектр фотонов жесткого рентгеновского излучения имел ступенчатую структуру (рис. 2б). Максимум суб-ТГц излучения совпадает по времени с максимумом мягкого рентгеновского, наступая заметно позже пика сантиметрового и жесткого рентгеновского всплесков, и одновременно с этим имеет присущие им пульсации. Анализ данных наблюдений для двух других вспышек показал различное временное поведение суб-ТГц профилей по сравнению с сантиметровым, мягким и жестким рентгеновским (рис. 3). В событии 5 июля 2012 времена максимумов суб-ТГц, сантиметрового и жесткого рентгеновского всплесков совпадают. Во всех этих диапазонах также одновременно проявляются пульсации излучения. Для вспышки же 2 апреля 2017 временные профили на частотах 93 и 140 ГГц имеют большее сходство с поведением мягкого рентгеновского излучения. Они имеют гладкую форму, на которой не видны пульсации, а максимум излучения наступает позже максимумов во всех остальных диапазонах.

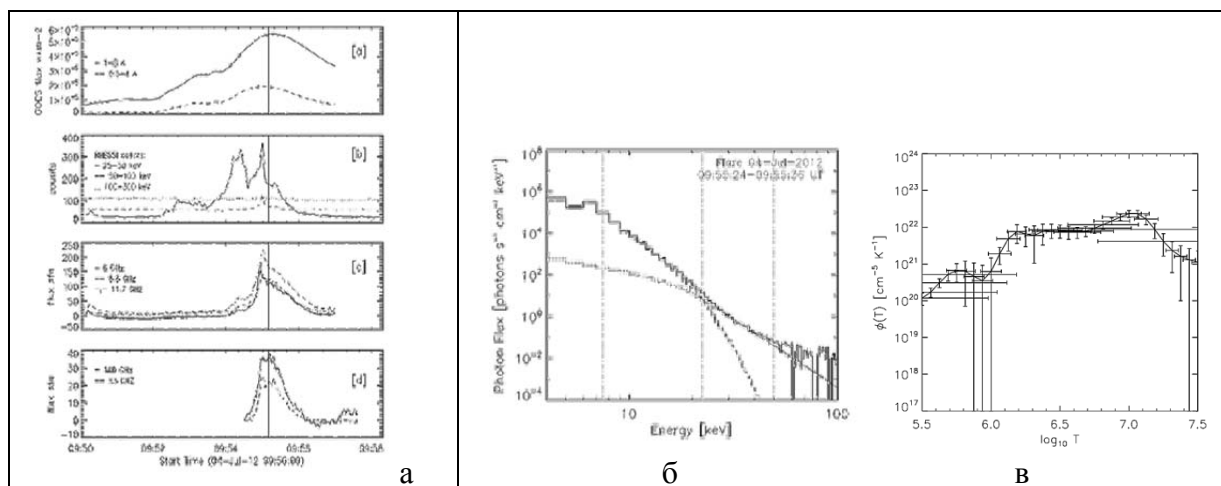


Рис. 2. Временные профили вспышки 04.07.2012 (а), спектр фотонов (б) и распределение дифференциальной меры миссии (в).

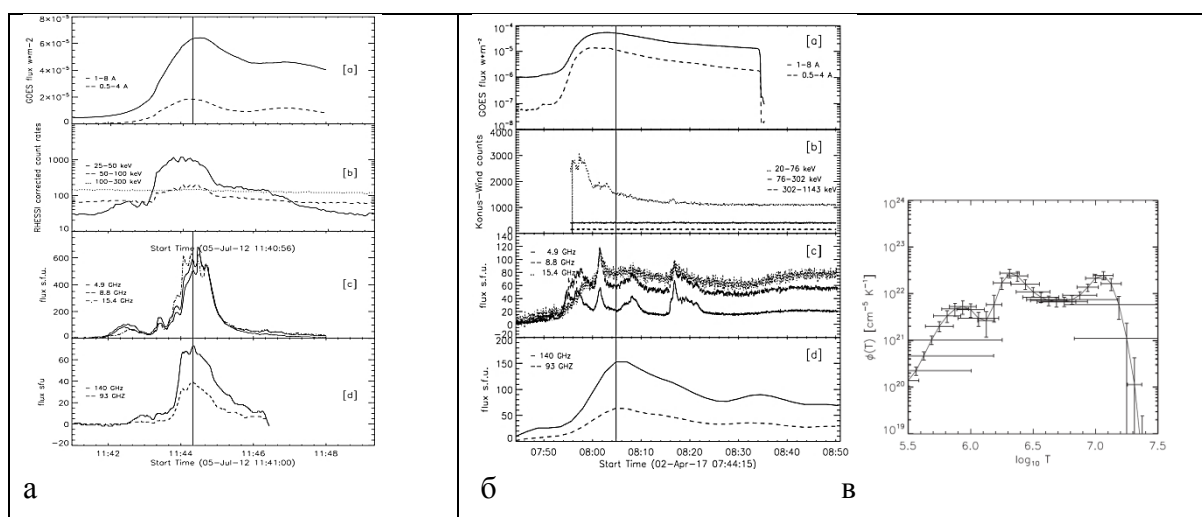


Рис. 3. Временные профили вспышек 05.07.2012 и 02.04.2017 (а и б) и распределение дифференциальной меры миссии для вспышки 02.04.2017 (в).

Наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне, полученные космическим аппаратом SDO, позволяют проводить восстановление дифференциальной меры эмиссии солнечной плазмы в диапазоне температур от 0.3 до 30 МК (рис. 2в и 3в) [2]. На основе полученных распределений дифференциальной меры эмиссии произведен расчет теплового тормозного излучения плазмы. Показано, что в температурном диапазоне 0.3–30 МК плазма вносит незначительный вклад в наблюдаемое микроволновое излучение и является оптически тонкой в миллиметровом диапазоне. Важно отметить, что в событии 2 апреля 2017 г. присутствуют признаки тепловой природы наблюдаемого суб-ТГц излучения, тогда как импульсный характер временных профилей суб-ТГц излучения вспышек 4.07.2012 и 5.07.2012 указывает на их нетепловую природу. В работах [3, 4] была предложена интерпретация положительного наклона спектра суб-ТГц излучения описанных вспышек, в рамках модели единой вспышечной петли. Была привле-

чена полуэмпирическая модель Мачадо [5] для сильной и слабой вспышки. Результаты показали, что такая модель хорошо описывает суб-ТГц спектр вспышки 4.07.2012, тогда как спектр вспышки 2.04.2017 объяснить с ее помощью не удастся. Было показано, что наблюдаемый в событиях 4 и 5 июля 2012 г. спектр может быть объяснен гиротронным излучением нетепловых электронов единой магнитной петли.

При этом низкочастотная компонента генерируется преимущественно в ее корональной части, а высокочастотная – в основаниях петли, лежащих в хромосфере.

Работа выполнена при поддержке грантов: РФФИ 18-02-00856 А (Цап Ю.Т.), программой КП 19-270 (Смирнова В.В.) «Вопросы происхождения и эволюции Вселенной», научной школы НШ-7241.2016.2 и проектов RVO:67985815, LM2015067: EU-ARC.CZ – National Research Infrastructure by Ministry of Education of the Czech Republic (Моторина Г.Г.) и финансовой поддержке Минобрнауки (госзадание № 3.2722.2017/4.6) (Моргачев А.С.).

Литература

1. *Rozanov B.A., Solovjov G.N., Piotrovich V.V., Nagnibeda V.G.* The solar observations at the millimeter wave radiotelescope / Finnish-Soviet Symposium on Radio Astronomy. 1988. P. 34-37.
2. *Hannah I.G., Kontar E.P.* Differential emission measures from the regularized inversion of Hinode and SDO data // *A&A*. 2012. V. 539. 14 pp.
3. *Tsap Y.T., Smirnova, V.V., Motorina, G.G., et al.* Millimeter and X-Ray Emission from the 5 July 2012 Solar Flare // *Sol. Phys.* 2018. 293. 3. 50. 15 pp.
4. *Morgachev A.S., Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Motorina G.G.* Simulation of Subterahertz Emission from the April 2, 2017 Solar Flare Based on the Multiwavelength Observations // *Ge&Ae*. 2018. 58. 8. pp. 1113-1122.
5. *Machado M.E., Avrett E.H., Vernazza J.E., Noyes R.W.* Semiempirical models of chromospheric flare regions // *ApJ*. 1980. P1. V.242. p. 336-351.

**МЕЛКОМАСШТАБНОЕ ДИНАМО
В СПЕКТРАЛЬНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ
И НЕЛИНЕЙНАЯ СТАБИЛИЗАЦИЯ СОЛНЕЧНОГО ДИНАМО**

Соколов Д.Д.^{1,2}, Юшков Е.В.¹, Фрик П.Г.³, Лукин А.С.⁴

¹Московский Государственный университет, Москва, Россия

²ИЗМИРАН, Троицк, Москва, Россия

³Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Россия

⁴Высшая школа экономики, Москва, Россия

**SMALL-SCALE DYNAMO IN SPECTRAL REPRESENTATION
AND NONLINEAR STABILIZATION OF SOLAR DYNAMO**

Sokoloff D.D.^{1,2}, Yushkov E.V.¹, Frick P.G.³, Lukin A.S.⁴

¹Moscow State University, Moscow, Russia

²IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia

³Institut of Continuous Media Mechanics, Perm, Russia

⁴High School of Economics, Moscow, Russia

Nonlinear saturation of solar dynamo is usually associated with the fact that mean-field dynamo action in a mirror asymmetric convection leads to a redistribution of magnetic helicity between large and small scales. Magnetic helicity accumulated in small scales suppresses so-called alpha-effect. This scenario supposes that small-scale dynamo or does not act in the Sun or the small-scale dynamo action do not contribute in the magnetic helicity redistribution. A detailed investigation of small-scale dynamo learns however a limited applicability of the above concept. In particular, small-scale dynamo action results in a magnetic helicity redistribution as well, however this process occurs in scales much smaller rather it happens for the large-scale dynamo. Here we present new data concerning nonlinear saturation of mean-field dynamo. In particular, we clarify how nonlinear saturation of small-scale dynamo occurs. The basic difference between small-scale and large-scale dynamo is that the last one contains a small parameter? Namely alpha-effect, which can be easily suppressed by the growing dynamo driven magnetic field without basic changes in other quantities responsible for dynamo action. In contrast, the only quantity which controls the small-scale dynamo is magnetic Reynolds number. Observations tell that magnetic Reynolds number remains high even at nonlinear stage of the small-scale stages of dynamo action. We demonstrate however that a suitable reorganization of hydrodynamic spectrum of magnetic convection can suppress small-scale dynamo action without basic suppression of magnetic Reynolds number.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-361-362

Нелинейное подавление солнечного динамо часто связывается с тем, что при работе динамо среднего поля в зеркально асимметричной конвекции происходит перераспределение магнитной спиральности между крупными и мелкими масштабами, причем магнитная спиральность, накапливающаяся в мелких масштабах, подавляет альфа-эффект. Этот сценарий молчаливо предполагает, что на Солнце либо вообще не работает мелко-масштабное динамо, а если оно и работает, то его работа не вносит вклада

в перераспределение магнитной спиральности. Однако по мере более детального изучения мелкомасштабного динамо все больше выясняется ограниченность этого представления. Выясняется, что в ходе работы мелкомасштабного динамо также, но в гораздо более мелких масштабах, чем для основного динамо, происходит перераспределение магнитной спиральности. В докладе представлены новые данные по этому еще недостаточно разработанному вопросу.

Существенное отличие между крупномасштабным и мелкомасштабным динамо состоит в том, что среди источников крупномасштабного динамо есть малая величина, а именно, т.н. альфа-эффект, характеризующий степень зеркальной асимметрии конвекции. Его можно существенно изменить, не меняя заметно других характеристик динамо. Напротив, в описании мелкомасштабного динамо явно присутствует лишь один параметр, характеризующий его работу, а именно, магнитное число Рейнольдса. В то же время наблюдения говорят, что в тех небесных телах, в которых предполагается или обнаруживается наблюдениями работа мелкомасштабного динамо (к их числу относятся и Солнце), магнитное число Рейнольдса явно больше сравнительно умеренного значения, достаточного для работы мелкомасштабного динамо.

В нашем докладе мы представляем сценарий нелинейной стабилизации мелкомасштабного динамо, обнаруживающий слабое место в этом, на первый взгляд убедительном рассуждении. Предлагаемый сценарий основан на представлении, что обратное влияние растущего магнитного поля на движения не сводится к простому подавлению амплитуды конвекции в силу перехода части кинетической энергии в энергию магнитного поля. Он приводит к перераспределению кинетической энергии по масштабам конвективного спектра без существенного уменьшения полной кинетической энергии, то возникает возможность подавления работы мелкомасштабного динамо и при высоких магнитных числах Рейнольдса.

Мы представляем результаты примеров подобной нелинейной стабилизации работы мелкомасштабного динамо в рамках известной модели короткокоррелированного случайного течения, предложенной А.П. Казанцевым. Эта модель дополнена подходящим рецептом того, как растущее магнитное поле перераспределяет спектральный состав корреляционного тензора мелкомасштабного магнитного поля. Продемонстрировано, что детали этого перераспределения существенно влияют на амплитуду равновесного квазистационарного случайного магнитного поля. Предлагаемый сценарий разработан для мелкомасштабного динамо, работающего в зеркально-симметричной конвекции, его перенос на реальную зеркально-асимметричную солнечную конвекцию требует еще дополнительной работы, которая, видимо, не представляет непреодолимых трудностей.

Работа поддержана проектами РФФИ 18-02-00085 и фонда Базис 18-1-1-77-1.

МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ ФАКЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

Соловьев А.А.^{1,2}, Киричек Е.А.¹

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

²Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

MODIFICATION OF 3D MODEL OF FACULAR ELEMENT

Solov'ev A.A.^{1,2}, Kirichek E.A.¹

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia

²Kalmyk State University, Elista, Russia

In the development of a facular knot model published earlier [1], its modified variant is presented. As previously, the potential solution [2] was taken as a basis of magnetic structure of the facular element. Again, the magnetic profile of the facular knot has the form of a fountain with thin trickles of plasma flowing along the magnetic field lines. Such picture is similar to the observational patterns [3, 4]. In a new model, a different method of introducing a power correction is used, which removes the magnetic system from the initial potential state. In the new version of the model, a change in only one geometric parameter leads to a sharp change in the temperature profile of the facula: instead of a dark central dip, a bright hot core appears. The observational evidence of such a transformation is given using the SDO data.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-363-368

1. Введение

В работе [1] нами была построена стационарная модель факельного элемента, магнитная структура которого похожа на фонтан: вдоль его взлетающих и плавно спадающих магнитных силовых линий стекают тонкие струйки плазмы, более горячей, чем окружающая хромосфера. Профиль температуры такого факела на уровне фотосферы имел центральный провал (аналог вильсоновской депрессии в пятне), окруженный яркими факельными гранулами. В [1] за исходную модель бралось потенциальное распределение [2], в которое вводилась такая силовая поправка, которая бы создавала структуру, похожую на ту, что реально наблюдается на Солнце. В данной работе мы представим другой вариант этой нашей «фонтанной» модели факела.

2. Модель

Рассматриваем нескрученную вертикальную магнитную силовую трубку в координатах (r, φ, z) : $\mathbf{V} = \{B_r(r, \varphi, z)\mathbf{e}_r, 0 \cdot \mathbf{e}_\varphi, B_z(r, \varphi, z)\mathbf{e}_z\}$, т.е. $B_\varphi = 0$. Продольное и радиальное магнитное поле выразим через функцию магнитного потока $A(r, z) = \int_0^r b_z r dr$ и некоторую произвольную безразмерную функцию этого же потока и угловой координаты:

$$\begin{aligned}
 B_z(r, \varphi, z) &\equiv B_0 F(A, \varphi) b_z(r, z); & b_z(r, z) &= \frac{1}{r} \frac{\partial A(r, z)}{\partial r}; \\
 B_r(r, \varphi, z) &\equiv B_0 F(A, \varphi) b_r(r, z); & b_r(r, z) &= -\frac{1}{r} \frac{\partial A(r, z)}{\partial z}.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Здесь $B_0 = const$ – единица измерения напряженности магнитного поля. Наличие свободной функции в распределении магнитного поля позволяет моделировать тонкую азимутальную структуру факельных полей, отмечаемую наблюдателями [3–5]. Зависимость F от угла выберем, к примеру, в таком простом виде:

$$F^2(A, \varphi) = 1 + f(A, \varphi) = 1 + k^2 \left| A \cdot \sum_i a_i \sin(m_i \varphi) \right|,
 \tag{2}$$

где $f(A, \varphi)$ положительная осциллирующая функция, убывающая с высотой за счет убывания потока A . Здесь a_i, m_i – численные коэффициенты, k – обратный масштаб длины. Различные значения параметра m , описывают разнообразные структуры поля. Так, при $m < 1$ имеем сильную боковую деформацию соответствующего температурного профиля. Большие m описывают тонкую филаментарную структуру факела. Когда угловой зависимости поля нет, $F = 1$.

Для описания магнитной структуры факела возьмем, как основу, решение [2]:

$$B_z = B_0 J_0(kr) \exp(-kz), \quad B_r = B_0 J_1(kr) \exp(-kz),
 \tag{3}$$

Здесь $J_0(kr), J_1(kr)$ – Бесселевы функции нулевого и первого порядка, B_0 – магнитное поле на фотосфере, $z = 0$. Потенциальное магнитное поле не возмущает среду, в которую оно погружено. Для того чтобы магнитное поле стало наблюдаемым, оно должно вызывать отклонения параметров плазмы от гидростатического фона, поэтому в (3) следует ввести некоторые «силовые» поправки. В [1] это были: (i) угловая зависимость (2), (ii) замена экспоненты в (3) функцией:

$$Z(z) = 2(\exp(kz) + 1)^{-1},
 \tag{4}$$

которая при $z > 0$ стремится к $2\exp(-kz)$, и тогда поле приближается к потенциальному. При $z < 0$ магнитное поле, идущее вниз, стремится к $2B_0 = const$.

Компоненты магнитного поля в такой трансформации имеют вид:

$$B_z = B_0 F(A, \varphi) Z(kz) J_0(kr), \quad B_r = B_0 F(A, \varphi) \left[-\frac{\partial Z(kz)}{\partial (kz)} \right] J_1(kr).
 \tag{5}$$

В настоящей работе мы иначе введем отклонение поля от потенциального распределения. Мы не станем использовать «ступеньку» (4) вместо экспоненты, но примем, что вертикальный и горизонтальный масштабы магнитной конфигурации отличаются друг от друга. Этого уже достаточ-

но, чтобы поле перестало быть потенциальным. Тогда вместо (3) будем иметь

$$B_z = B_0 J_0(kr) \exp(-lz), \quad B_r = \frac{l}{k} B_0 J_1(kr) \exp(-lz), \quad (6)$$

Уровень фотосферы: $z = 0$. При $l=k$ возвращаемся к потенциальному полю (3). При $l < k$ горизонтальный масштаб факела меньше вертикального (напомним: l, k – это обратные масштабы), факел вытянут вверх, при $l > k$ доминирует горизонтальный масштаб, факел как бы «прижат» к фотосфере. Нас интересует вопрос, как соотношение масштабов, $\lambda \equiv l/k$, отразится на форме температурных профилей факельных узлов по сравнению с результатами работы [1].

Как и в [1], факельный узел окружен гидростатической внешней средой. Она задана моделью солнечной атмосферы [6], в которой на уровне фотосферы: $T(0) = 6583\text{K}$, $P(0) = 1.228 \times 10^5 \text{ dyn/cm}^2$, $\rho(0) = 2.87 \times 10^{-7} \text{ g/cm}^3$. Слой с $T = 5800 \text{ K}$, которую обычно считают фотосферной, находится в модели [6] на 50 км выше.

3. Температурные профили факельного узла

Развитые в [1] аналитические методы позволяют по заданной структуре магнитного поля рассчитывать давление, плотность, температуру и скорость течений плазмы в каждой точке изучаемой магнитной конфигурации. Согласно [1], давление и плотность плазмы в силовой трубке факела задаются следующими соотношениями:

$$P(r, z) = P_{ex}(z) + \frac{B_0^2}{8\pi} \left[b_r^2 + 2 \int_{\infty}^r b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} dr \right] - \frac{B^2(r, \varphi, z)}{8\pi} + \frac{B_{ex}^2}{8\pi}, \quad (7)$$

$$\rho(r, z) = \rho_{ex}(z) + \frac{B_0^2}{8\pi} \frac{1}{g} \left[2b_r \frac{\partial b_z}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial z} \left(b_r^2 - b_z^2 + 2 \int_{\infty}^r b_z \frac{\partial b_r}{\partial z} dr \right) \right]. \quad (8)$$

Величины со значком “ex” относятся к внешней среде. Подставив в эти формулы выражения для поля (6) и угловой зависимости (2), получим:

$$P(r, z, \varphi) = P_{ex}(z) + \frac{B_{ex}^2}{8\pi} - \frac{B_0^2}{8\pi} \exp(-2lz) \left[J_0^2(1-\lambda) + (J_0^2 + J_1^2) \cdot f(r, \varphi, z) \right], \quad (9)$$

$$\rho(r, z) = \rho_{ex}(z) - \frac{B_0^2 k}{4\pi g} \exp(-2lz) (1-\lambda) \left[J_1^2 + \lambda \cdot J_0^2 \right]. \quad (10)$$

Температуру плазмы факела находим из уравнения состояния идеального газа:

$$T(r, \varphi, z) = \frac{P(r, \varphi, z) \mu}{\rho(r, z) \mathfrak{R}}, \quad (11)$$

где \mathfrak{R}, μ – газовая постоянная и средняя молярная масса газа соответственно.

Замечательное свойство полученных выражений в том, что знак магнитных добавок к давлению и плотности плазмы в факеле зависит (если не считать влияния небольшого углового члена с $f(r, \varphi, z)$) только от величины λ . Когда это отношение меньше 1, обе добавки отрицательны, когда больше 1, эти добавки положительны! В последнем случае мы получаем магнитную структуру, в которой и давление, и плотность внутри факела превышают внешние значения. Это странное, на первый взгляд, распределение оказывается возможным за счет того, что в случае магнитного поля, прижатого к фотосфере, натяжения радиального компонента поля начинают доминировать в поперечном балансе сил над распирающим магнитную силовую трубку давлением вертикального компонента поля. Температурный профиль также сильно меняется с изменением геометрического параметра λ . На рис. 1, 2 показаны температурные профили факела на уровне фотосферы при двух различных значениях λ .

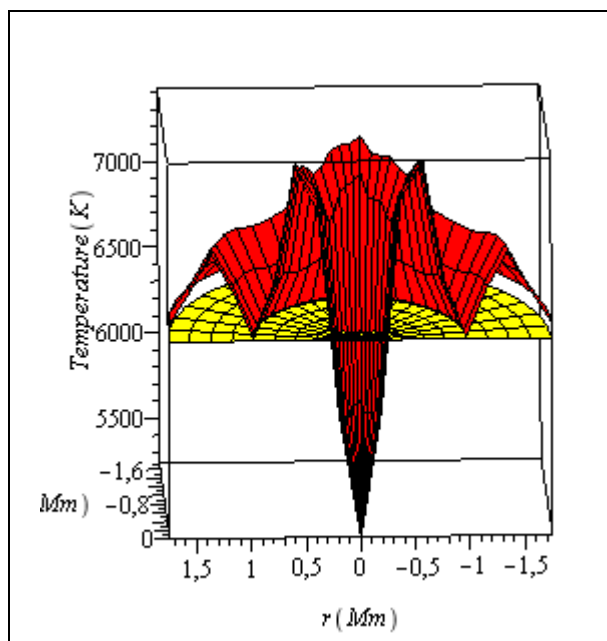


Рис. 1. Температурный профиль на уровне фотосферы, $B_0 = 1000G$, $\lambda = 0.75$.

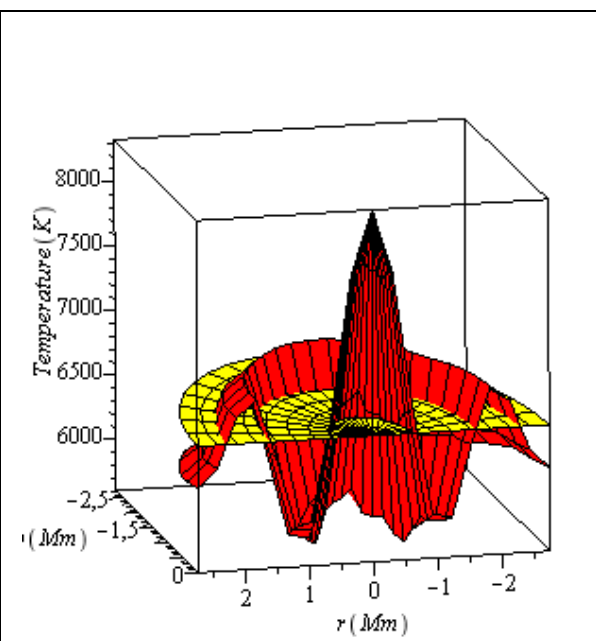


Рис. 2. Температурный профиль на уровне фотосферы, $B_0 = 1000G$, $\lambda = 2$.

В первом случае, когда $l = 0.75k$, мы имеем профиль того же типа, что и в модели [1], с характерным темным провалом в центре (микropора?), окруженным ярким кольцом. Во втором случае, при $l = 2k$, что соответствует магнитному полю факела, прижатому к фотосфере, температурный профиль радикально изменился – вместо холодного провала появился горячий центральный пик температуры.

Этот эффект позволяет нам естественным образом проинтерпретировать интересное явление трансформации темного в центральной его части факела в яркий объект по мере его продвижения по диску Солнца, которое было зарегистрировано 07/07/2013 инструментом AIA станции SDO с каденцией 12 минут.

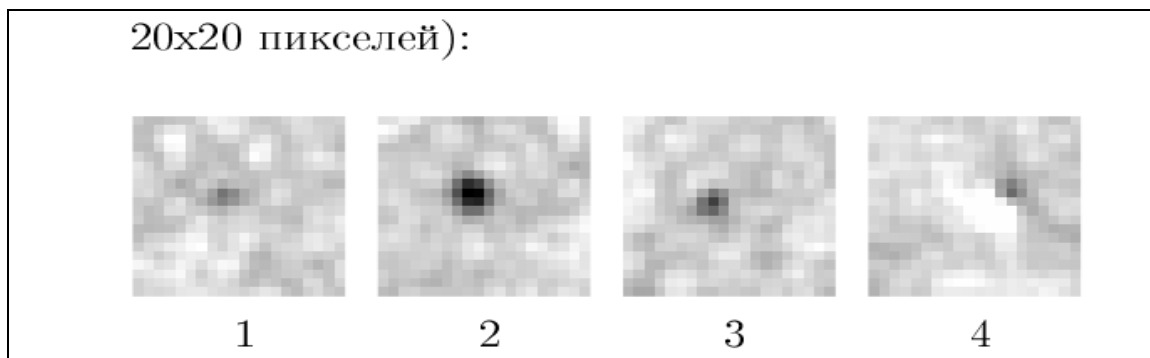
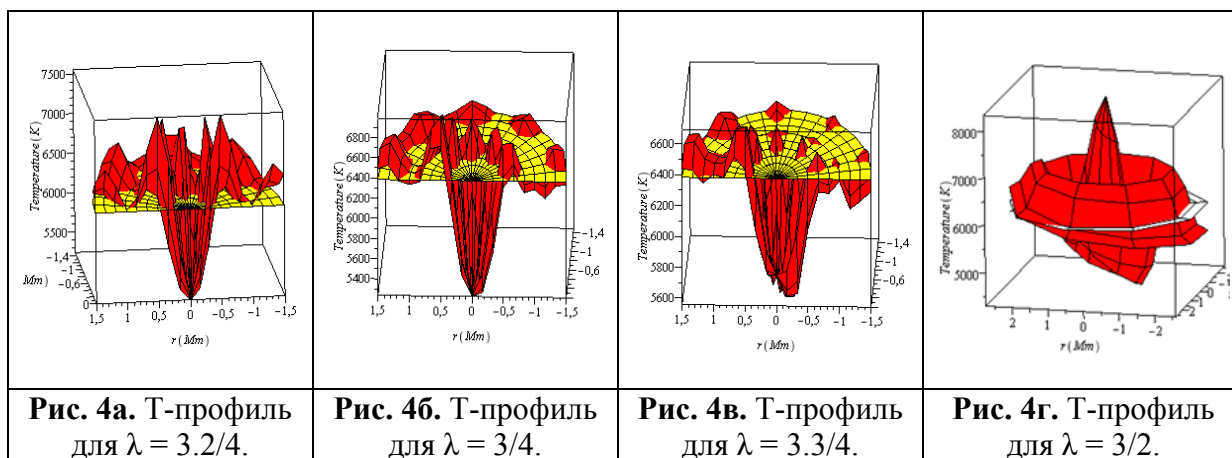


Рис. 3. Временная эволюция факельного образования с темным центральным провалом.
Каденция = 12 минут.

В течение 36 минут наблюдалось устойчивое факельное образование с темным центром в окружении светлых факельных гранул. На четвертом снимке, полученном через 48 минут от начала наблюдений, центральная часть приобрела повышенную яркость, и только в правом верхнем углу сохранился небольшой участок прежнего темного ядра.

В параллель этой наблюдавшейся последовательности можно предложить последовательность теоретически рассчитанных по обсуждаемой здесь модели температурных профилей факела, в которой параметр λ все время оставался меньше единицы (при неизменности всех прочих параметров системы), а к 48 минуте его величина под влиянием каких-то внешних воздействий превысила 1, т.е. магнитный профиль стал более широким и менее вытянутым по высоте.



На рис. 4 приведены температурные профили факельного узла на уровне фотосферы для напряженности поля $B_0 = 1000G$, изменяющиеся только за счет изменения геометрического параметра λ . Для угловой функции было принято: $f(r, \varphi, 0) = rJ_1(kr) \cdot |\sin(0.4\varphi) + 0.2 \sin(10\varphi)|$.

Наиболее глубокий центральный провал наблюдается на рис. 4б, когда параметр λ минимален: $\lambda = 0.75 < 1$. Температурный профиль резко меняется при $\lambda = 1.5 > 1$. В центре появляется яркий центральный максимум, но при этом профиль сильно асимметричен, в правой части имеется небольшое холодное (темное) образование в соответствии с картиной на рис. 3.

Заключение

1. Представлен модифицированный вариант опубликованной в [1] аналитической 3D модель стационарного факельного узла в виде «магнитного фонтана», которая хорошо описывает основные особенности факела: тонкую фибрильную структуру, кольцевые уярчения и характерные температурные профили на различных высотах солнечной атмосферы.

2. Изменение отношения вертикального и горизонтального масштабов приводит к кардинальному изменению температурного профиля факела. В тех случаях, когда горизонтальный масштаб доминирует (магнитное поле факела прижато к фотосфере), в его центральной части вместо температурного провала возникает яркий температурный пик.

3. Приведен пример наблюдаемой трансформации факельной структуры, который может быть описан в рамках модифицированной модели факела.

Работа поддержана грантами РФФИ (№18-02-00168) и РНФ (№15-12-20001).

Литература

1. *Solov'ev A.A., Kirichek E.A.* Structure of solar faculae // MNRAS. 2019. Vol. 482, №4, pp. 5290-5301.
2. *Schatzman E.* Model of a force free field // IAU Symp. 1965, **22**, 337-345.
3. *Jafarzadeh S., Rutten R.J., Solanki S.K. et al. (17 authors).* Slender CAII H Fibrils Mapping Magnetic Field in the Low Solar Chromosphere // ApJ. Suppl. Ser. 2017. 229:11 (11 pp).
4. *Pietarila, A.; Hirzberger, J.; Zakharov, V.; Solanki, S.K.* Bright fibrils in Ca II K // Astronomy and Astrophysics. 2009. Vol. 502. pp.647-660.
5. *Lites B.W., Scharmer G.B., Berger T.E. and Title A.M.* Three-dimensional structure of the active region photosphere as revealed by high angular resolution // Solar Phys. 2004. **221**. 65-84.
6. *Avrett E.H. & Loeser R.* The Astrophysical Journal Supplement Series. 2008. 175: 229-276.

ТЕСТОВЫЕ РЕЖИМЫ СЛЕЖЕНИЯ РАТАН-600 ДЛЯ НАБЛЮДЕНИЯ БЫСТРОПЕРЕМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ НА СОЛНЦЕ

Стороженко А.А., Лебедев М.К., Овчинникова Н.Е., Хайкин В.Б.
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Россия

RATAN-600 TRIAL TEST MODES FOR OBSERVATIONS OF FAST VARIABLE PROCESSES IN THE SUN

Storozhenko A.A., Lebedev M.K., Ovchinnikova N.E., Khaikin V.B.
Special Astrophysical Observatory of RAS, Russia

The main goal of the present work is to debug tracking and fast scanning observation modes, which will provide new information about dynamics of processes in the solar atmosphere, fully using all the advantages of the RATAN-600 radio telescope. To achieve these goals, the following issues were considered: optimization of the observation mode with a reduced aperture, increasing the observation time with one installation of the RATAN-600 antenna, modernization of the motion subsystem of the RATAN-600 feed cabin, implementation of the precise slow motion mode of the RATAN-600 feed cabin.

Preliminary results have been obtained for tracking the Sun, tracking and scanning of the solar active region, and the observation mode with a reduced interval between antenna repositioning.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-369-372

Введение

В штатных наблюдениях Солнца радиотелескоп РАТАН-600 работает в режиме пассажного инструмента. Ежедневно проводится 5 (или 31) наблюдение Солнца в азимутах от $+24^\circ$ ($+30^\circ$) до -24° (-30°) с шагом 12° (2°), однако этого недостаточно для получения полной информации о динамике быстропротекающих процессов на Солнце. Цель настоящей работы – отладка режимов сопровождения и быстрого сканирования, которые позволят получать временную информацию о развитии процессов в атмосфере Солнца с использованием всех преимуществ инструмента.

Антенная система «Юг+Плоский» в режиме работы с сокращенной апертурой

Антенная система «Юг+Плоский» (АС «Ю+П») подвержена внеосевой абберации комы, которая тем меньше, чем меньше относительная апертура системы D/F . В штатном режиме горизонтальный размер апертуры D составляет приблизительно 300 м, а $F/D = 0.4$. На рис. 1а приведены ДН, рассчитанные для данного случая. Видно, что ДН деградирует в значительной мере уже при смещении кабины облучателя, соответствующему

изменению азимута источника $\delta A = 0.1^\circ$, и для расширения поля зрения АС необходимо сокращение действующей апертуры.

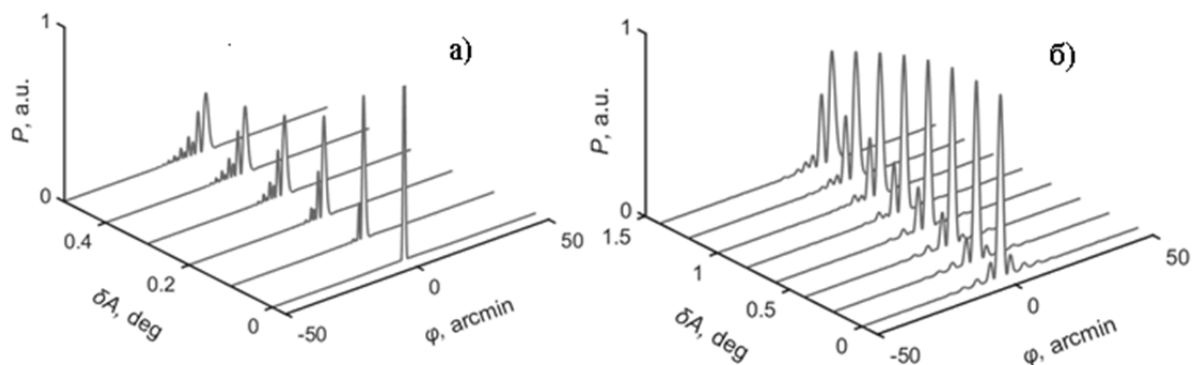


Рис. 1. Расчетные ДН АС «Ю+П» ($\lambda = 7$ см) в зависимости от величины смещения кабины облучателя от оси: а) режим полной апертуры; б) режим сокращенной апертуры.

Расчет ДН и aberrаций в режиме работы с полной и сокращенной апертурой выполнен с помощью апертурного интегрирования с моделированием поля на раскрытие АС методом геометрической оптики, что в случае АС «Ю+П» применимо для длины волны не более 7 см. Для проверки данного метода на волне 7 см и для расчета ДН на больших длинах волн использовался быстрый многоуровневый алгоритм физической оптики – MLPO [1].

На рис. 1б представлен вид расчётных ДН в режиме работы с сокращённой апертурой размером 100 м. По сравнению с ДН в штатном режиме для $\delta A = 0^\circ$ ширина ДН увеличивается и повышается уровень боковых лепестков, но вид ДН и ее значение в максимуме мало изменяются по крайней мере до $\delta A = 0.5^\circ$. Существенно больше увеличить поле зрения АС можно, используя установку ГЗ в форме не параболического, а кругового цилиндра оптимального радиуса, но это снижает антенную эффективность или требует коррекции сферической aberrации с помощью незначительного изменения формы перископического отражателя [2].

В режиме работы с сокращенной апертурой имеется возможность сопровождения и быстрого сканирования Солнца с неподвижным ГЗ в течение 7 минут при наблюдениях в 31 азимуте с шагом 2° в диапазоне 1–5 ГГц. При этом полное время сопровождения/сканирования Солнца на АС «Ю+П» составляет более 3.5 часов в день. Существенно увеличить размер апертуры и расширить диапазон частот до 40 ГГц и выше можно, восстанавливая радиоизображение протяженного источника с помощью решения задачи обратной свертки (deconvolution). Данная задача является некорректной, поскольку не имеет единственного решения. Тем не менее, как показало наше моделирование, в случае Солнца, когда при эффективном первичном облучателе отношение С/Ш всегда превышает 30 дБ, чис-

ленная процедура сходится к однозначному решению при некоторых разумных дополнительных предположениях.

Модернизация оборудования. Схема наблюдений

В настоящей работе проводились тестовые наблюдения в комбинированном режиме работы систем позиционирования с одновременным движением облучателя и каретки АС «Ю+П». В процессе наблюдений облучатель переводился в режим сопровождения, при этом скорость движения кабины облучателя выбиралась равной скорости движения изображения Солнца в АС «Ю+П». После выполнения процедур по настройке сопровождения и определения области интересов на Солнце запускался процесс сканирования кареткой в окрестности активной области. Для реализации этого режима была организована схема автоматизированного управления подсистемами позиционирования каретки и облучателя АС «Ю+П», проведена модернизация привода каретки (рис. 2).

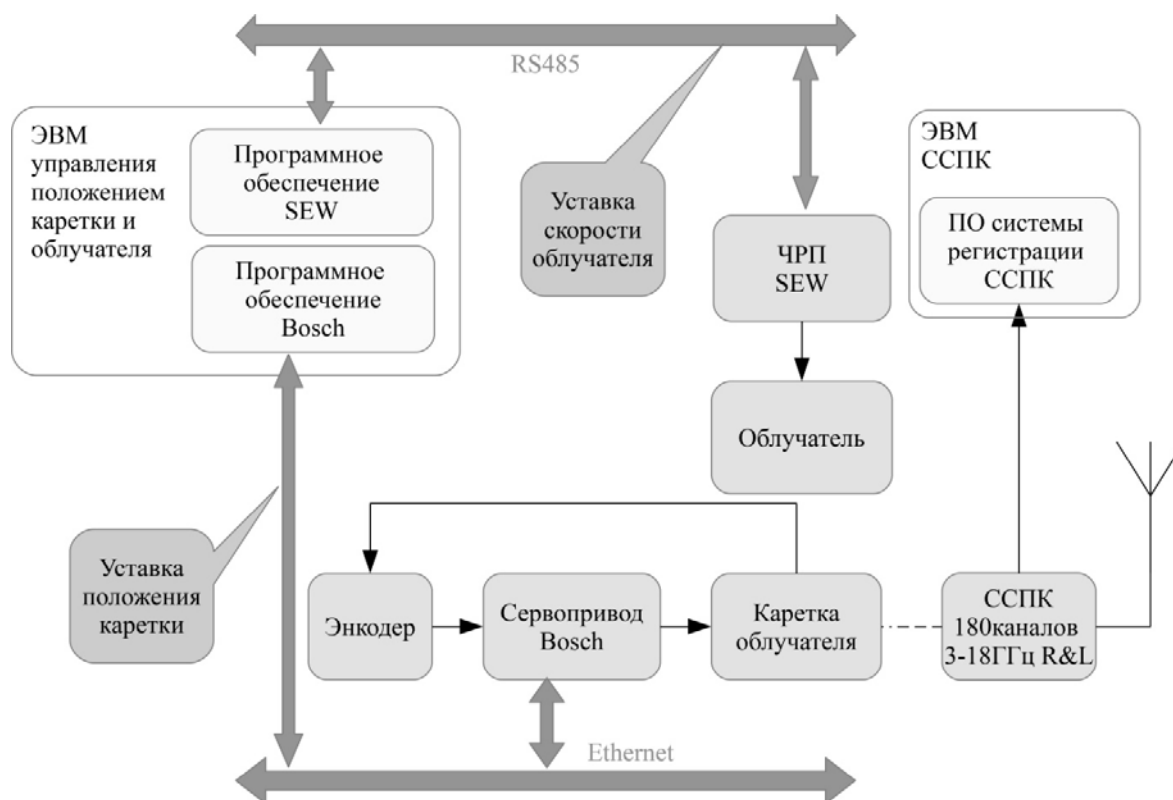


Рис. 2. Структурная схема автоматизированной системы управления движением облучателя и каретки АС «Ю+П».

Результаты тестового режима сканирования и сопровождения

Первые методические результаты сопровождения/сканирования Солнца с сокращенной апертурой приведены в [3]. На рис. 3 показан результат тестирования режима сопровождения Солнца перемещением кабины облучателя (слежением) с сокращенной апертурой ($D = 100$ м) и одно-

временным сканированием кареткой облучателя. Начало записи представляет собой скан Солнца, при помощи которого в реальном времени производилась установка режима движения облучателя.

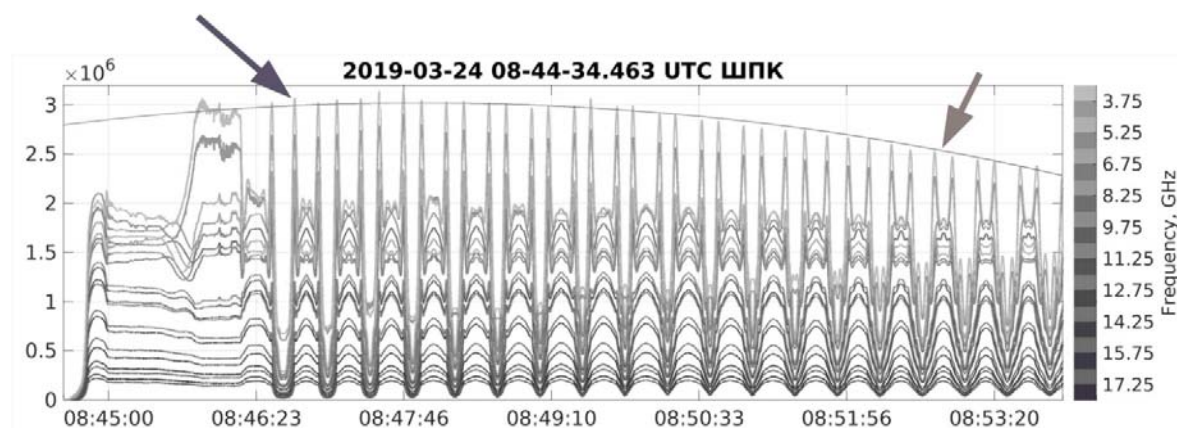


Рис. 3. Тренды сигналов активных областей 12735, 12736 радиометрического сигнала РАТАН-600 в диапазоне 3–18 ГГц, в двух поляризациях; стрелкой справа помечена огибающая изменения АС «ЮГ+П»; стрелкой слева – пример максимума с возмущённой максимальной амплитудой сигнала активной области.

Далее, после стабилизации движения в окрестности областей 12375 и 12376, следуют фазы быстрого сканирования активных областей кареткой облучателя. На приведённом участке записи рис. 3 наблюдаются флуктуации максимумов сигнала активных областей относительно кривой поведения антенной системы. Следует отметить, что активные области 12735 и 12736, наблюдаемые SDO (в частности длины волн 94, 171, 304, 1600 Å – инструмент AIA) в период 24.03.2019 7:00 до 11:00 UTC, активно изменяют свою структуру, что также соответствует результатам, полученным во время тестовых наблюдений на РАТАН-600.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. *Letrou Ch., Lebedev M., Khaikin V., Boag A.* Analysis of RATAN-600 radiation patterns in new operation modes using the MLPO algorithm. // Proc. of COMCAS 2017, Nov. 2017, Tel-Aviv, Israel.
2. *Khaikin V.B., Majorova E.K., Efimov I.G., Victorov O.A.* Long time cosmic source tracking at RATAN-600 in “radio-Schmidt” mode. // Astronomy & Astrophysics Transactions, 2000, No. 3-4, pp. 608-615.
3. *В.Б. Хайкин, М.К. Лебедев, Н.Н. Бурсов, А.А. Стороженко, Н.Е. Овчинникова, В.М. Богод* // Труды ИПА РАН, 2018, вып. 47, 53–57.

ОЦЕНКА ПЕРИОДА НИЗКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ ФАКЕЛЬНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ НА СОЛНЦЕ

Стрекалова П.В.¹, Соловьев А.А.¹, Смирнова В.В.¹, Наговицын Ю.А.^{1,2}

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

²Санкт-Петербургский Государственный Университет
Аэрокосмического Приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

ESTIMATION OF PERIOD OF LONG-TERM OSCILLATIONS OF FACULAR FORMATIONS ON THE SUN

Strekalova P.V.¹, Solov'ev A.A.¹, Smirnova V.V.¹, Nagovitsyn Y.A.^{1,2}

¹Central (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, Saint Petersburg, Russia

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

The long-term variations of magnetic field with periods in the range of 30–260 minutes are revealed for the facular formations – solitary small-scale structures in the solar photosphere. Facular formations are regarded as the systems with time-dependent effective rigidity. The periods of slow oscillations of such systems are calculated by the assumption that the facular formation could be modeled by a vertical magnetic flux tube, which bounded below by a level where the magnetic pressure is compared with the dynamic pressure of photospheric convection. The periods estimated by such a way ranged from one and a half to three hours. These values fit well to the observed range of periods.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-373-376

Нами были исследованы факельные образования (ФО) – уединённые, долгоживущие, устойчивые магнитные структуры, наблюдаемые в фотосфере и хромосфере. Их время жизни в среднем составляет от 10 до 30 часов, максимальное магнитное поле находится в пределах 400–1100 Гс, а размеры составляют от 1,5 до 4 Мм [1]. Анализировались магнитограммы, полученные инструментом SDO/HMI. Его временное разрешение составляет 45 секунд, пространственное – 1 угловая секунда. Длина временных рядов, использованных для исследования вариаций магнитного поля, варьировалась в зависимости от времени жизни каждого ФО.

Для выявления колебаний использовалось разложение сигнала на эмпирические моды (EMD) [2]. Данный метод хорошо подходит для анализа нестационарных и нелинейных колебаний, так как не имеет априорного базиса разложения. Базис EMD строится адаптивно, исходя из свойств исследуемого сигнала. С помощью метода, описанного в работе [3], выявленные колебательные моды проверялись на принадлежность к цветным шумам. Моды, лежащие выше доверительных интервалов цветных шумов, считались значимыми [1]. Во всех исследованных случаях, где максимальное магнитное поле превышало 500 Гс, было обнаружено по одной значимой моде одного из трёх типов: период и амплитуда растут со временем;

период и амплитуда уменьшаются со временем; перемежающиеся режимы, когда интервалы раскачки и затухания колебаний по амплитуде и периоду сменяют друг друга. В работе [4] впервые были обнаружены низкочастотные колебания факельной структуры, в которой за время наблюдений сильно уменьшилось магнитное поле (с 900 до 200 Гс), но при этом период и амплитуда колебаний значительно выросли (период возрос с получаса до 3.5 часов). Авторы [4] предложили экзотический механизм отрыва плазменных вихрей от тела ФО. Однако такое предположение нуждается в дополнительных наблюдениях и численных оценках. В работах [5, 6] было показано, что все три режима нелинейных колебаний факельных структур могут быть описаны в рамках представлений о том, что мы в данном случае имеем дело с колебаниями системы, у которой в течение наблюдаемого интервала времени заметно меняется ее эффективная жёсткость, т.е. реакция системы на внешние возмущения. Для их описания в [5, 6] рассматривалось уравнение малых линейных колебаний некоторого параметра системы x (в нашем случае речь идет о средней напряжённости магнитного поля в силовой трубке ФО) при наличии трения β в системе с переменной по времени эффективной жёсткостью $W^2(t)$:

$$\ddot{x}(t) + 2\beta\dot{x}(t) + W^2(t)x(t) = 0 \quad (1)$$

При различных предположениях об изменении функции $W^2(t)$ во времени, можно получить решения этого уравнения, которые хорошо описывают все три типа обнаруженных медленных колебаний. Нас в данном случае интересует вопрос, как можно, исходя из общих соображений, получить порядковую оценку колебаний ФО как целого?

В [7] была предложена модель ФО, магнитное поле которого можно грубо изобразить как более-менее однородную вертикальную силовую трубку, которая уже в подфотосферных слоях начинает расширяться, её радиус $a(z)$ растёт с высотой (рис. 1). А снизу, начиная с некоторого уровня глубины H , где сравниваются магнитное давление и давление конвективных турбулентных потоков, магнитное поле силовой трубки ФО запутывается, теряет регулярный характер и перестает влиять на поведение верхней части ФО. Эффективную вертикальную протяжённость такой системы L можно оценить, согласно [7], 1–2 Мм (рис. 1).

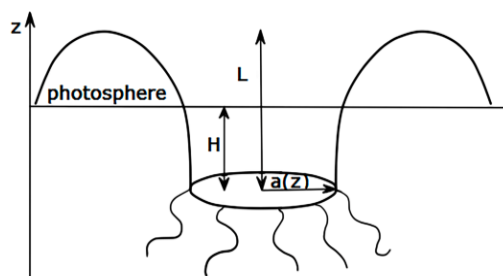


Рис. 1. Схематическое изображение магнитной структуры факельного образования.

$W^2(t)$ имеет смысл квадрата частоты. Оценка дает линейный коэффициент возвращающей силы, рассчитанной на единицу массы. Жесткость системы определяется, в основном, магнитным полем. Градиент магнитного давления представляет собою магнитную силу, поэтому для жесткости можно дать порядковую оценку:

$$W^2(t) = \omega_0^2 \cong \frac{B^2}{8\pi L} \frac{1}{L} \frac{V}{M} = \frac{B^2}{8\pi L^2} \frac{1}{\bar{\rho}} \quad (2)$$

где ω_0 – эффективная частота системы, $\frac{B^2}{8\pi}$ – магнитное давление, V – объём внутри трубки, $\bar{\rho}$ – средняя плотность массы. В полученном выражении в качестве масштаба можно взять как высоту трубки, так и её радиус, поскольку в нашей модели эти величины одного порядка.

Таким образом, характерная частота получается равной:

$$\omega_0 \cong \frac{B}{L\sqrt{2}\sqrt{4\pi\bar{\rho}}} \quad (3)$$

В этом выражении под корнем можно без заметной погрешности заменить среднюю плотность массы плотностью газа на глубине H , так как основной вклад в плотность массы вносят только самые нижние слои. А на уровне H согласно нашей модели $V_A(H)$ будет равна скорости конвективных движений в фотосферных и подфотосферных слоях – V_{CON} , которая оценивается величиной 0,5–1,0 км/с. В таком случае:

$$\omega_0 \cong \frac{B}{L\sqrt{2}\sqrt{4\pi\bar{\rho}}} = \frac{\bar{V}_A}{L\sqrt{2}} = \frac{V_A(H)}{L\sqrt{2}} = \frac{V_{CON}}{L\sqrt{2}} \quad (4)$$

В этой простой формуле обе величины поддаются разумной оценке, и тогда для характерного периода долгопериодических колебаний ФО как целостного магнитного объекта получаем:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \frac{L\sqrt{2}}{V_{CON}} \approx \frac{9L}{V_{CON}} = \frac{9 \times 10^8}{10^5} = 2.5 \text{ часов} \quad (5)$$

Эта оценка в среднем согласуется с наблюдаемыми значениями периодов медленных колебаний ФО.

Не применяя физическую модель малых колебаний, описанную выше, можно предложить подход, заключающийся в фитировании наблюдаемых колебательных мод. В этом случае, исходя из нелинейности колебаний, для фитирования мод, можно применить формулу вида:

$$x(t) = A \sin\left(\frac{2\pi}{T}t + \varphi\right) \quad (6)$$

Здесь амплитуда изменяется по Гауссу: $A = A_0 \exp\left(\frac{-(t-t_0)^2}{2c^2}\right)$, а период связан с амплитудой как: $T = dA^p + b$, где d , p , и b константы. Результат такого фитирования хорошо соответствует наблюдаемым режимам колебаний ФО, однако, следующим шагом данного подхода является поиск фи-

зической модели, описывающей соответствующую связь периода и амплитуды.

Работа поддержана грантами РФФИ 18-32-00555, 19-02-00088, 18-02-00168, программой КП 19-270.

Литература

1. *Strekalova P.V., Nagovitsyn Y.A., Smirnova V.V.* Analysis of Oscillatory Modes of the Magnetic Field of Solar Faculae Formations // *Ge&A.*, 2018, V. 58, No. 7, P. 893–898.
2. *Kolotkov, D.Y., Anfinogentov, S.A., & Nakariakov, V.M.* Empirical mode decomposition analysis of random processes in the solar atmosphere // *A&A*, 2016, V. 592, id.A.153, 9 PP.
3. *Huang N.E., Zheng S., Long S.R., and 7 co-authors.* The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for nonlinear and non-stationary time series analysis // *Proc. R. Soc. L. Ser. A.* 1998. V. 454. P. 903–995.
4. *Kolotkov, D.Y.; Smirnova, V.V.; Strekalova, P.V.; et al.* Long-period quasi-periodic oscillations of a small-scale magnetic structure on the Sun // *Astronomy & Astrophysics.* 2017. V. 598. Id. L2. P. 4.
5. *Solov'ev A.A., Kirichek E.A., Efremov V.I.* Eigen oscillations of faculae knot on the stage of slow dissipation // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2017, V. 57, Is. 8, P. 1101-1105.
6. *Solov'ev, A.A., Smirnova V.V., Strekalova P.V., Riechokainen A.* Eigen oscillations of facular knots // *Astroph. and Space Sci.*, 2019, V. 364, Is. 2, Id. 29, 8 PP.
7. *Solov'ev A.A., Kirichek E.A.* Structure of solar faculae // *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, 2019, V. 482, Is. 4, P. 5290-5301.

ДВА ТИПА ДЛИТЕЛЬНЫХ ВСПЫШЕК: СОЛНЕЧНЫЕ ПРОТОНЫ И РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОНЫ

**Струминский А.Б.¹, Логачев Ю.И.²,
Григорьева И.Ю.³, Садовский А.М.¹**

¹*Институт космических исследований Российской академии наук, Москва, Россия*

²*НИИЯФ МГУ им. Д.И. Скобелева, Москва, Россия*

³*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

TWO TYPES OF GRADUAL EVENTS: SOLAR PROTONS AND RELATIVISTIC ELECTRONS

**Struminsky A.B.¹, Logachev Yu.I.²,
Grigorieva I.Yu.³, Sadovskii A.M.¹**

¹*Space Research Institute of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia*

³*Central Astronomical Observatory of Russian Academy of Sciences, St.-Petersburg, Russia*

Gradual solar flares on April 21, 2002 (X1.5) and August 24, 2002 (X3.1) played an important role in the formation of the modern paradigm of acceleration of solar energetic particles (SEP). According to which, the difference in the observed ionic abundance of SEP was due to acceleration on a quasi-parallel shock wave in the 1st event and on a quasi-perpendicular shock wave in the 2nd event. In our opinion, SEP were accelerated in flares, and it was precisely the properties of flares that differed. In the 1st flare, the peak intensity of radio bursts at 15.4GHz was more than an order of magnitude lower than in the 2nd, i.e. there were no powerful acts of electron acceleration. After it only an increase in the intensity of relativistic electrons and protons with similar time profiles was observed in the interplanetary space. Contrary after the 2nd flare in the interplanetary space firstly was observed an increase of relativistic electrons intensity, and then a simultaneous increase in electrons and protons with similar time profiles. These flares and subsequent events in the interplanetary space do not contradict the scenario of prolonged stochastic acceleration.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-377-380

Длительные солнечные вспышки 21 апреля 2002 г. (X1.5) и 24 августа 2002 г. (X3.1) сыграли важную роль в формировании современной парадигмы ускорения солнечных энергичных частиц [1–2]. В ней ионы ускоряются ударными волнами, а различие в наблюдаемом ионном составе обусловлено ускорением на квазипараллельных (1-ое событие) или на квазиперпендикулярных ударных волнах (2-ое событие) коронального выброса массы (КВМ). По нашему мнению, частицы ускоряются во вспышках, и важны различия именно вспышек, а не ударных волн.

Характеристики рассматриваемых событий представлены в таблице. Данные событий взяты с сайта (<ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/>), по КВМ (https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/). Температура (T) и мера эмиссии (EM) вспышечной плазмы были рассчитаны в пакете *SolarSoft*.

Времена (мин) в таблице даны относительно начала радиоизлучения на 15.4 ГГц в каждом событии. **А** – дата, нулевое время, балл вспышки, **Б** – начало и максимум вспышки в мягком рентгене (SXR, GOES); **В** – время максимума T , время запаздывания максимума EM относительно максимума T ; **Г** – время первого появления КВМ (LASCO_C2) и его скорость в км/с; **Д** – наименьшая частота в RSTN регистрируемого радиоизлучения, времена его начала и максимума; **Е** – время и величина максимума излучения на 15.4 ГГц (с.е.п.); **Ж** – время начала радио всплесков III, II и IV типов; **З** – время начала роста сглаженных средних потоков протонов >100 МэВ (GOES), электронов 2.64–6.12 кэВ (SOHO/EPHIN) для первой и второй фазы ускорения [3]. Данные электронных каналов детектора EPHIN/SOHO взяты здесь: <http://www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phreph/EPHIN.htm>, интегральных протонных каналов GOES взяты тут: https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/NOAA/particle/.

Таблица.

А	Б	В	Г	Д	Е	Ж	З
21.04.2002 01:08 X1.5	-25/+47	+25 22	+19 2393	245 +3/+3 +35/+81	+15 1900	+9/+11/+40	+22 нет/+25
24.08.2002 00:53 X3.1	-4/+19	+9 10	+34 1913	245 +8/+9	+7 17000	+7/+16/+22	+22 +5/+28

Под импульсной фазой понимают время наблюдения жесткого рентгеновского (HXR) и микроволнового (μ -) излучения до максимума мягкого рентгеновского (SXR) излучения, затем следуют взрывная фаза и фаза спада [4]. С импульсной фазой принято связывать первую фазу ускорения [3], с взрывной фазой и фазой спада – вторую фазу ускорения. Согласно такому определению в 1-ой вспышке импульсная фаза длилась 47 мин, а во 2-ой – 19 мин, т.е. она включала в себя взрывную фазу, так как по нашим оценка КВМ произошел до начала радио всплеска II-типа, до +10 мин (см. табл.). Отметим, что в этих вспышках SXR-максимум определялся максимумом EM , а не максимумом T (см. рис. 1(А, Б) и табл.).

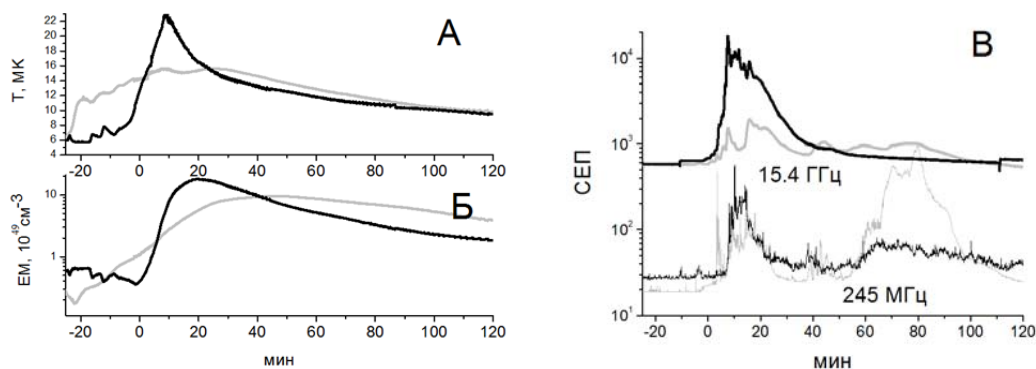


Рис. 1.

Также на рис. 1(А, Б) хорошо видно, что вспышки различались как максимальными величинами T и EM , так и темпом их роста. В 1-ой вспышке эти параметры были значительно меньше, что, по-видимому, было обусловлено различием нетепловых процессов в предвспышечной и импульсной фазах.

Первая вспышка характеризуется невыраженной импульсной фазой в SXR-излучении. T и EM (см. рис. 1А) медленно и продолжительно росли от начала предвспышечной фазы до максимумов в импульсной фазе. Причем на графике T видны несколько максимумов, вызванные отдельными эпизодами нагрева (ускорения нетепловых электронов). По данным радиоизлучения в обеих вспышках (см. рис. 1В) процессы в импульсной фазе развивались от хромосферы до короны. При сравнимой интенсивности излучения корональной плазмы (245 МГц) максимальная интенсивность μ -излучения (15.4 ГГц) во 2-ой вспышке была на порядок больше, чем в 1-ой. Кроме того, во 2-ой вспышке импульсная фаза была ярко выражена в SXR, что больше соответствует классическим представлениям [4].

В работе [5] рассматривались вспышки со слабой импульсной фазой по данным μ -излучения, но с мощными потоками солнечных протонов в межпланетном пространстве (МП). Яркий их пример – 1-ая вспышка (21 апреля 2002 г.). Такие события не укладываются в общие статистические закономерности связи флюенсов протонов и μ -излучения, найденные в [6], что по мнению автора работы [7] в очередной раз свидетельствует об ускорении протонов на ударных волнах, а не во вспышках. Вторая вспышка соответствует статистическим закономерностям [6].

Согласно [8], выбор того или иного механизма ускорения определяется возможностью ускорять электроны до энергий 10 МэВ, а протонов до >100 МэВ. Механизм ускорения не критичен для первой фазы [3], но его выбор критичен для второй фазы, где ускоряются и релятивистские электроны и протоны. Так как данные по ядерным γ -линиям в этих событиях отсутствуют, то обратимся к наблюдениям солнечных электронов и протонов в МП (см. рис. 2).

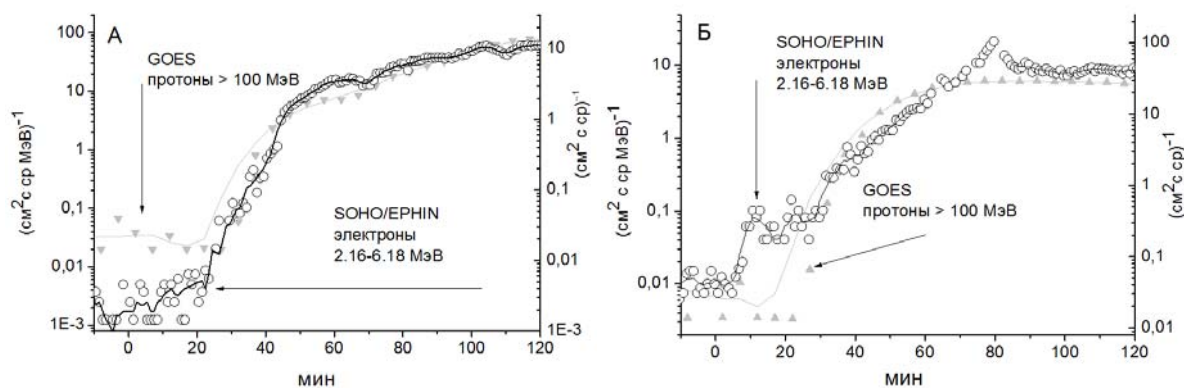


Рис. 2.

Событие в МП после 2-ой вспышки выделяется тем, что с +5 по +22 мин наблюдалось только возрастание интенсивности релятивистских электронов, ускоренных в импульсной фазе. Первые электроны 2.64–6.12 МэВ ($\alpha = v/c = 0.99$) были зарегистрированы SOHO/EPHIN на +5 мин. Если они вышли в 0-момент времени, то прошли путь $s = 1.62$ а.е. Если протоны прошли такой же путь, как и электроны, то время их задержки для энергии 100 МэВ ($\alpha = v/c = 0.43$) относительно электромагнитного излучения (ЭМИ) будет ~ 23 мин. Протоны с энергией 500 МэВ ($\alpha = 0.76$), к которым чувствительны полярные нейтронные мониторы, должны запаздывать относительно ЭМИ на ~ 9.4 мин. При такой же длине распространения и начале GLE события в 01:17 UT ± 3 мин [2] (т.е., $+24 \pm 3$ мин относительно 0), ожидаемый момент выхода протонов GLE в МП из Солнца будет 01:00UT ($+24 - 9.4 = +15$ мин относительно 0-момента времени).

Возрастания интенсивности релятивистских электронов и протонов >100 МэВ имели подобные временные профили и наблюдались в МП примерно с +25 мин в обоих событиях. Это свидетельствует о том, что электроны и протоны ускорялись одним из вариантов стохастического ускорения, а не ударными волнами [8–9]. Отметим, что автор работы [10], уверенный в ускорении протонов на ударных волнах, на этих же основаниях делает вывод о возможности ускорения релятивистских электронов ударными волнами.

Эти наблюдательные факты полностью соответствуют тем, которые рассматривались нами в событиях сентября 2017 года [9] как аргумент в пользу длительного стохастического ускорения протонов и электронов в солнечных вспышках. Состав ионов, ускоренных во 2-ой вспышке [1–2], объясняется быстрым и значительным испарением хромосферного вещества в область ускорения во время импульсной фазы.

Благодарности

Работа АБС и АМС поддержана субсидией по программе «Плазма». ИЮГ – субсидией по программе «Энерговыделение».

Литература

1. Tylka A.J., Cohen C.M.S., Dietrich W.F. et al. // *ApJ.*, 2005, v. 625, p. 424.
2. Tylka A.J., Cohen C.M.S., Dietrich W.F. et al. // *ApJ Suppl.*, 2006, v. 164, p. 536.
3. Wild J.P., Smerd S.F., Weiss A.A. // *Ann. Rev., Astron. Astrophys.*, 1963, v. **1**, p. 291.
4. Benz A. // *Living Rev. Solar Phys.*, 2017, v. 14, id. 2 (59 pp).
5. Daibog E.I., Melnikov V.F., Stolpovskii V.G. // *Solar Phys.*, 1993, v. 144, p. 361.
6. Grechnev V.V., Kiselev V.I., Meshalkina N.S., et al. // *Solar Phys.*, 2015, v. 290, p. 2827.
7. Cliver, E.W. // *ApJ*, 2016, v. 832, id:128 (8 pp).
8. Miller J.A., Cargill P.J., Emslie A., et al. // *J. Geophys. Res.*, 1997, v. **102**, p. 14631.
9. Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., и др. // *Физика Плазмы*, 2020, (в печати).
10. Kahler S.W. // *Space Sci. Rev.*, 2007, v. **129**, p. 359.

СОЗДАНИЕ РЯДОВ СВОЙСТВ ОТДЕЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

**Тлатов А.Г.^{1,2}, Васильева В.В.¹, Сапешко В.И.¹, Скорбеж Н.Н.¹,
Тлатова К.А.¹, Илларионов Е.А.³**

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

³*Московский государственный университет, Москва, Россия*

CREATION OF SERIES OF PROPERTIES OF INDIVIDUAL SUNSPOTS

**Tlatov A.G.^{1,2}, Vasil'eva V.V.¹, Sapeshko V.V.¹, Skorbez N.N.¹,
Tlatova K.A.¹, Illarionov E.A.³**

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

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

³*MSU, Moscow, Russia*

Data on sunspot area is important for studying solar activity and its long-term changes. In the Kislovodsk Mountain Astronomical Station, we are working on compiling several catalogs of sunspots: processing of photogeliographic data on photographic plates 1954–2010 (KPD), observational data in Kislovodsk on digital CCD (KPDD) 2010–2019, Kislovodsk data SDO/HMI (HMIKD) 2010–2019.

We also compiled an additional catalog of sunspots from the digitized images of the Royal Greenwich Observatory for 1919–1972. By comparing these catalogs when they overlap in time, we can examine how various factors affect the measured area of sunspots.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-381-386

Введение

Данные площадей солнечных пятен предоставляют самые длинные доступные временные ряды среди физических показателей солнечной активности [1]. Самый длинный и наиболее широко используемый набор данных по ежедневным площадям пятен и координатам групп пятен был опубликован в томах Гринвичских фотогелиографических результатов (GPR). В 1976 году наблюдения GPR были прекращены.

С 1948 года начались наблюдения солнечных пятен на Кисловодской Горной астрономической станции ГАО РАН (ГАС). Ряды данных групп солнечных пятен были основаны на результатах обработки фотографических пластинок, снятых на ГАС. Отсутствующие дни наблюдений заполнялись по данным наблюдений других обсерваторий Службы Солнца, тем не менее, их обработка проводилась сотрудниками ГАС. Ряд групп солнечных пятен по результатам наблюдений на фотопластинках охватывает период 1954–2010 г. С 2010 г. на ГАС перешли на цифровую регистрацию. Это позволило улучшить качество получаемых изображений и внедрить

методы компьютерного анализа изображений для выделения пятен. Важным является тот факт, что переход на цифровую обработку позволил осуществлять выделение отдельных солнечных пятен, пор и ядер солнечных пятен (<http://158.250.29.123:8000/web/grp/>). При этом сохранен и формат каталога отдельных солнечных групп пятен (http://158.250.29.123:8000/web/Soln_Dann/).

В данной работе мы представляем первые результаты выделения отдельных солнечных пятен на фотографических пластинках Кисловодска за период 1954-2010 гг.

Базы данных характеристик солнечных пятен

Помимо данных ГАС и GPR существуют два других независимых источника данных. Это данные сети солнечных оптических наблюдений (SOON) и данные наблюдений фотогелиографа Дебреценской обсерватории (DPD) [2].

Наблюдательная сеть SOON состоит из сети солнечных обсерваторий, расположенных по всему миру для круглосуточного синоптического солнечного патрулирования солнечных пятен. Основными обсерваториями SOON являются члены BBC США (USAF). Сеть SOON производит анализ данных в режиме реального времени, поэтому необходима быстрая обработка данных. Данные сети отправляются в центры обработки данных Национального управления океанических и атмосферных исследований США (USAF/NOAA). К данным SOON вместе с данными GPR можно получить доступ с двух веб-сайтов. Одним из них является сайт (<http://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/sunspotregionsdata.html>) (NCEI), где данные SOON можно найти для групп солнечных пятен USAF_MWL. Альтернативная версия данных GPR-SOON поддерживается D. Hathaway [3] на его новом сайте (<http://solarcyclescience.com/activerregions.html>), в то время как его старая версия все еще доступна в Центре космических полетов им. Маршалла (MSFC) (<https://solarscience.msfc.nasa.gov/greenwch.shtml>). Этот последний набор данных содержит одно значение скорректированной площади солнечных пятен на группу в день, это обычно среднее значение дневных значений двух или более станций наблюдения. Авторы работы [3] нашли поправочный коэффициент 1.4, который при применении к данным SOON приведет их к масштабу областей солнечных пятен GPR и ГАС. Таким образом, суточные площади групп пятен Hathaway умножаются на 1.4, но записи отдельных площадей групп в NOAA/NCEI остаются без изменений.

Каталог пятен обсерватории Дебрецен (DPD) 1974–2018 гг. содержит данные о положении и площади для всей группы и каждого пятна в ней (<http://fenyi.solarobs.csfk.mta.hu/en/databases/DPD/>). Ежедневные данные измеряются на полнодисковых фотопластинках “белого” света, полученных в основном в Дебрецене и на его наблюдательной станции в Дьюле.

Пробелы в данных были заполнены наблюдениями сотрудничающих обсерваторий или, в некоторых случаях, космическими фотосферными изображениями. После прекращения наблюдений в Дебрецене в 2013 году каталог DPD продолжался с использованием наблюдений других обсерваторий. К сожалению, с июня 2018 г. каталог перестал обновляться и, вероятно, дальше продолжаться не будет. Помимо каталога наблюдения фотогелиографа, сотрудники обсерватории Дебрецена подготовили два альтернативных каталога данных площадей группы солнечных пятен, включая пересмотренную версию исторической записи GPR (в формате, совместимом с базой данных DPD) и набор данных, основанный исключительно на спутниковых наблюдениях HMI/SDO. Последний набор данных называется SDO/HMI – доступен с часовой периодичностью с 2010 по 2014 год.

Каждая база данных имеет свои преимущества, которые можно использовать для различных исследований. База данных SOON основана на наблюдениях сети обсерваторий, имеет хорошее финансирование и организацию (USAF и NOAA), временное разрешение, лучше одного дня, и информацию о классификации групп солнечных пятен. ГАС имеет хорошо отработанные методы обработки данных наблюдений, большую длительность, а также большое количество времени параллельной работы с GPR. DPD предоставляет подробную информацию о пятнах, веб-сайт включает изображения, из которых получены области солнечных пятен. Уровни площади группы пятен записей ГАС и DPD ближе к уровням GPR, чем SOON.

Метод обработки

Чтобы идентифицировать солнечные пятна на солнечных изображениях, мы использовали методы, опубликованные в программе SolarView [4]. Солнечное изображение может содержать не только элементы, принадлежащие Солнцу, но также и различные артефакты, такие как дефект эмульсии, стирание эмульсии, царапины, пылинки, облака, надписи, пятна, маркеры ориентации и многое другое. Свойства некоторых из этих артефактов похожи на солнечные пятна (особенно когда качество изображения не слишком хорошее), поэтому их трудно отфильтровать автоматически, но во многих случаях это может сделать обученный человеческий глаз/мозг (не всегда). Даже когда в среднем изображение хорошее, существуют области с более плохим качеством, и небольшие пятна в этих областях не могут быть точно отождествлены. Однако если на близком по времени снимке эти пятна расположены в областях с хорошим обзором, то они будут четко видны и могут обеспечить верификацию. Вблизи солнечного лимба, особенно когда качество изображения не слишком хорошее, границы полутени и тени не слишком четкие.

В этом случае вмешательство человека может повысить точность определения этих границ. Для этого в основе нашего программного комплекса мы

используем методы автоматической обработки и возможность выбора человеком методов автоматического наблюдения и/или редактирования границ выделенных объектов.

Программный комплекс SolarView позволяет выделять границы фото-сфера-полутень и границы ядра-полутень пятен, определять геометрические характеристики такие, как координаты, площадь и другие характеристики пятен. Если оператор считает, что выделенный элемент имеет недостаточную или наоборот избыточную площадь, оператор может корректировать границы. Это может происходить при сжатии или росте элемента. При этом скорость роста зависит от относительной величины градиента Sobel при изменении границ. Кроме того, поры, пятна и тени могут быть удалены или добавлены. Каталоги HMI/SDO выпускаются в автоматизированной версии.

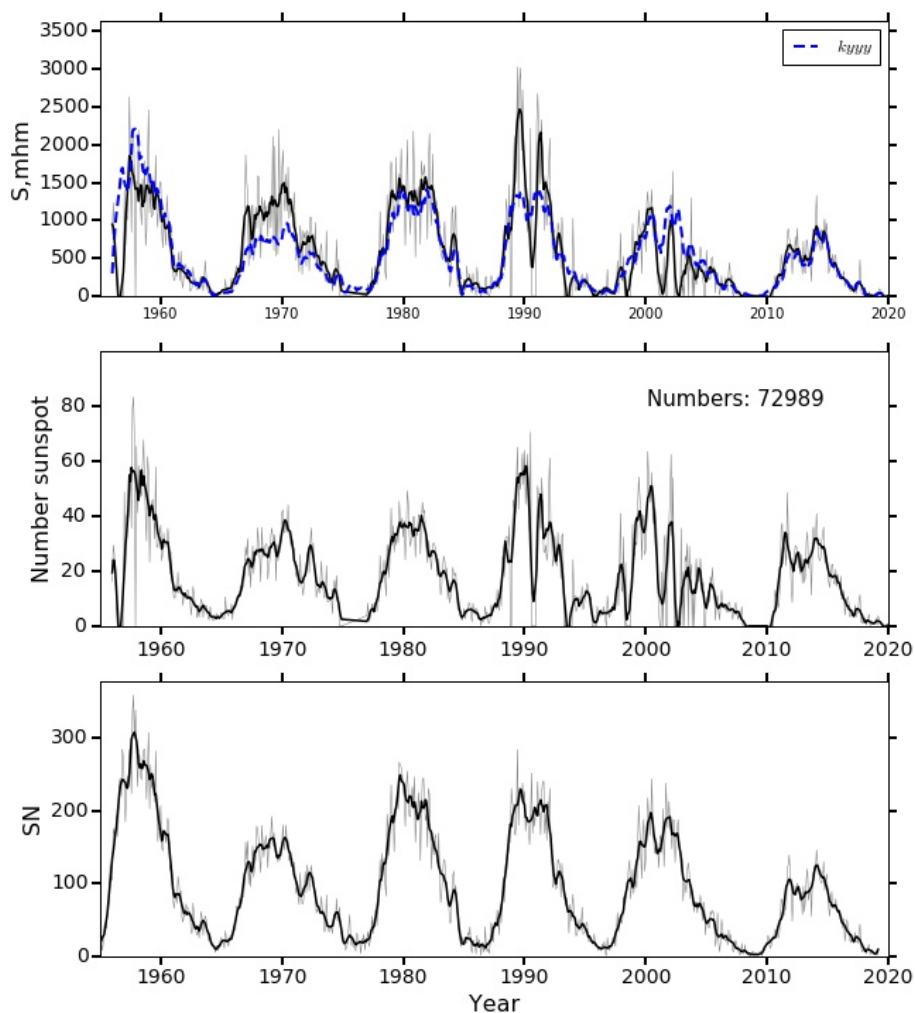


Рис. 1. Результаты предварительной обработки выделения отдельных солнечных пятен по данным обработки фотопластинок Кисловодска в период 1954–2019 гг. а) Площадь пятен; б) Число выделенных пятен; в) Международный индекс солнечных пятен. Представлены ежемесячные значения и данные сглаженные скользящим окном по 13-ти точкам.

На рис. 1 представлены результаты предварительной обработки выделения отдельных солнечных пятен по данным обработки фотопластинок Кисловодска в период 1954–2019 гг. в том числе площадь пятен; число выделенных пятен в сравнении с международным индексом солнечных пятен. Как видно из представленного графика на момент 10.2019 г. не все годы наблюдений обработаны полностью. На рис. 2 представлено широтно-временное распределение площадей пятен. Пока при обработке наблюдается дефицит площади в 19-м цикле активности. В дальнейшем мы планируем представить более полную версию обработки.

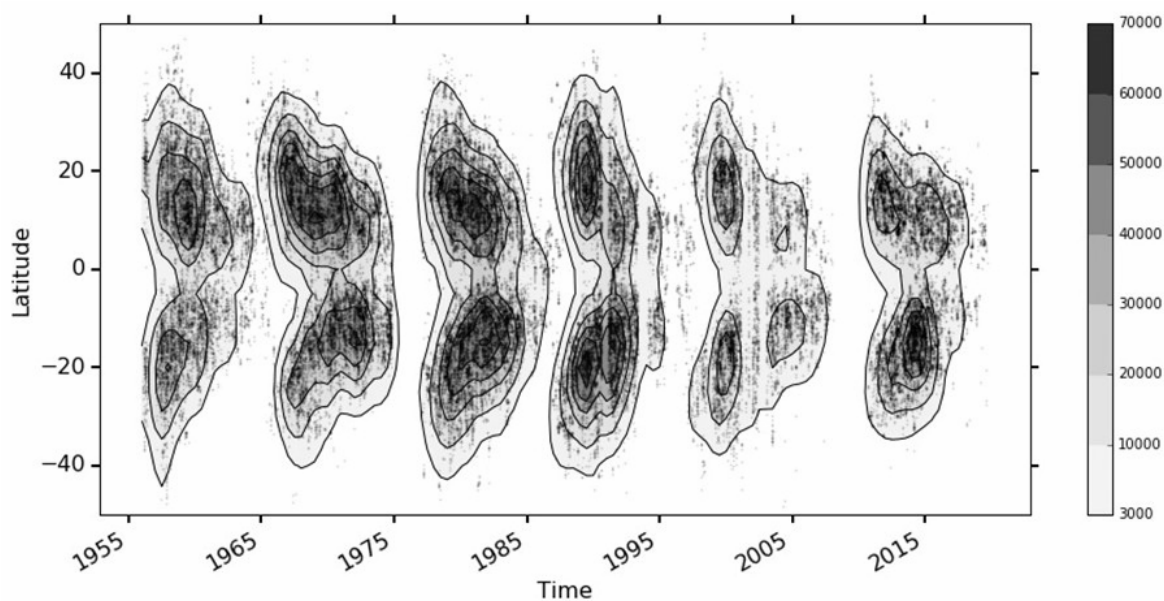


Рис. 2. Широтно-временная диаграмма распределения площадей солнечных пятен, полученных в результате нынешней оцифровки. Точками показаны положения групп солнечных пятен.

Помимо обработки фотографических пластинок фотогелиограмм, мы проводим выделение отдельных солнечных пятен и пор на ежедневных наблюдениях SDO/HMI, выполненных в квазиконтинууме (имена файлов hmi.Ic_45s) с 2010 (<http://158.250.29.123:8000/web/sdo/>). Чтобы минимизировать размер набора данных и смягчить эффект орбитальных движений, используется только одно изображение в день (сделанное в 5:00 UT). Чтобы минимизировать эффекты проецирования, мы дополнительно ограничиваем набор данных элементами, обнаруженными в пределах 30° от центра солнечного диска. Мы классифицировали все элементы на поры и солнечные пятна. Элементы, для которых площадь тени равна общей площади, классифицируются как поры, а элементы с полутенью – как солнечные пятна, соответственно. После идентификации солнечных пятен и пор их границы накладывались на магнитограммы продольного поля, снятые HMI одновременно с квазиконтинуумными изображениями. Магнитограммы

были использованы для расчета общего магнитного потока и максимальной плотности магнитного потока.

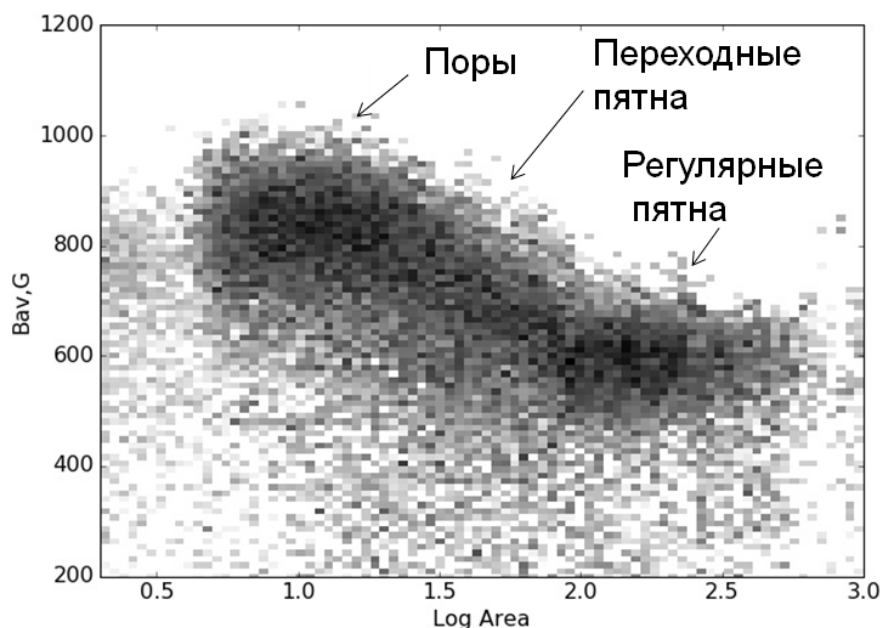


Рис. 3. Диаграмма зависимости средней интенсивности магнитного поля B_{av} от логарифма площади. На диаграмме представлено разбиение пятен на группы поры, регулярные пятна и переходные пятна.

На рис. 3. Представлено бимодальное распределение свойств солнечных пятен в зависимости от их размера и средней интенсивности магнитного поля. Мы видим существенное различие магнитных характеристик пор и регулярных пятен.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 18-02-00098 –а и проекта РНФ N 15-12-20001.

Литература

1. *Ermolli, I., Shibasaki, K., Tlatov, A., van Driel-Gesztelyi, L.* Solar cycle indices from the photosphere to the corona: Measurements and underlying physics // *Space Sci. Rev.*, 2014, 186, 105.
2. *Györi, L., Ludmány, A., Baranyi, T.* Comparative analysis of Debrecen sunspot catalogs. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 2017, 465, 1259.
3. *Hathaway, D., Wilson, R., Reichmann, E.* Group sunspot numbers: Sunspot cycle characteristics // *Solar Phys.*, 2002, 211, 357.
4. *Tlatov, A.G.; Vasil'eva, V.V.; Makarova, V.V.* Applying an Automatic Image-Processing Method to Synoptic Observations // *Solar Phys.*, 2014, V. 289, p.1403.

ПОЛЯРНЫЕ И НИЗКОШИРОТНЫЕ ФАКЕЛЫ В 23–24 ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г.^{1,2}, Тлатова К.А.¹

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

POLAR AND LOW LATITUDE FACULAE IN 23–24 ACTIVITY CYCLES

Tlatov A.G.^{1,2}, Tlatova K.A.¹

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

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

According to observations from the space observatories MDI (1996–2011) and SOHO (2010–2019), polar and low-latitude flares in white are highlighted in daily images. The boundaries of the faculae combined with observations of magnetic fields at the closest possible moment of observation. The analysis of distributions in time, latitude and other properties of polar and low latitude faculae is carried out. The obtained data of polar faculae were supplemented by observations from the Mitaka Observatory (Japan) for the period 1951–1999. Thus, we have compiled a summary series of polar activity for the period 1951–2019.

We carried out a forecast of the amplitude and shape of the 25th activity cycle according to polar activity data. It can be expected that the amplitude of the activity cycle of spots will be close to cycle 24.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-387-390

Введение

Считается, что полярные факелы представляют полоидальные магнитные поля в высокоширотных областях, а солнечные пятна представляют собой тороидальные магнитные поля. Тороидальные поля генерируются из полоидальных полей дифференциальным вращением. С другой стороны, магнитные поля солнечных пятен мигрируют в полярные области, и происходит переполусовка полярного магнитного поля Солнца. В данной работе нас интересует, лучше ли коррелируют полярные факелы с пятнами предыдущего или следующего цикла.

Полярные факелы, возможно, являются одним из первых обнаруженных предвестников солнечной активности. Чистяков [1], проводя обзор исторических данных наблюдений полярной солнечной активности в белом свете, установил, что еще в 1867 Вебер [2] высказал идею о том, что 11-летний солнечный цикл начинается незадолго до минимума активности пятен на высоких широтах и затем скачкообразно перемещается в средние широты. Проводя корреляцию циклов полярной активности по рядам данных наблюдений полярных факелов обсерваторий Гринвической, Ликской, Токийской, Цюрихе, Маунт Вилсон и Кисловодска Чистяков не пришел к

однозначному выводу о связи полярных факелов с предыдущим или последующим циклом солнечных пятен. Vumba (1990) [3] и Sheeley (1991) [4] проанализировали полярные факелы и утверждали, что фазовые циклы отстают от циклов солнечных пятен. В других исследованиях [5–8] изучалось фазовое соотношение между количеством солнечных пятен и количеством факелов. Авторы изучили взаимную корреляцию между месячными числами полярных факелов и месячными относительными числами солнечных пятен и обнаружили, что наибольший коэффициент взаимной корреляции получается, когда фазовый цикл смещен на ~ 5 –6 лет в направлении следующего цикла солнечных пятен.

Возможно, неоднозначность результатов была связана с выбором широтной зоны существования полярных факелов. Как правило, к полярным фалам относятся факелы на широтах от 50 – 60° . Однако в работе [8] при анализе ярких точек в линии CaKII и полярных факелов в белом свете было найдено, что только области на широтах выше 70° градусов имеют существенную корреляцию со следующим циклом активности солнечных пятен.

Хотя полярные магнитные поля Солнца, как считается, дают важную информацию для понимания 11-летнего цикла солнечных пятен, включая наблюдаемые изменения его амплитуды и периода, текущая база данных высококачественных измерений полярных полей охватывает относительно небольшое количество циклов солнечных пятен.

В данной работе мы выделили полярные и низкоширотные факелы по данным спутниковых наблюдений в “белом” свете SOHO/MDI и HMI/SDO и составили сводный ряд полярной активности за период 1951–2019 гг.

Данные

Мы выполнили обработку изображений в “белом” свете наблюдений SOHO /MDI p (1996–2011) и HMI/SDO (2010–2019). Для выделения факелов в белом свете вычиталось потемнение изображений к краю солнечного лимба, затем происходил вычисление градиента Sobel. В тех областях, в которых градиент был достаточно большой, и интенсивность превышала фоновую, проводилось выделение ярких структур методом выращивания.

На рис. 1 широтно-временная диаграмма факелов выделенных по данным HMI/SDO. Темные и серые градации цвета соответствуют факелам различной полярности магнитного поля. На высоких широтах после 2015 г. видны высокоширотные полярные факелы. Их количество модулируется годовой вариацией, связанной с изменениями угла D при наблюдениях Солнца.

Вариации площади полярных факелов на широтах выше 70° по данным MDI и SDO представлены на рис. 2. Для сопоставления на нижней панели представлен индекс солнечных пятен. Временные шкалы для полярных факелов и пятен совмещены так, чтобы p максимумы полярной и низ-

коширотной активности примерно совпадали. Можно отметить, что уровень полярной активности перед 23-м циклом активности выше, чем перед 24-м циклом. Вертикальные линии показывают возможную связь импульсов активности.

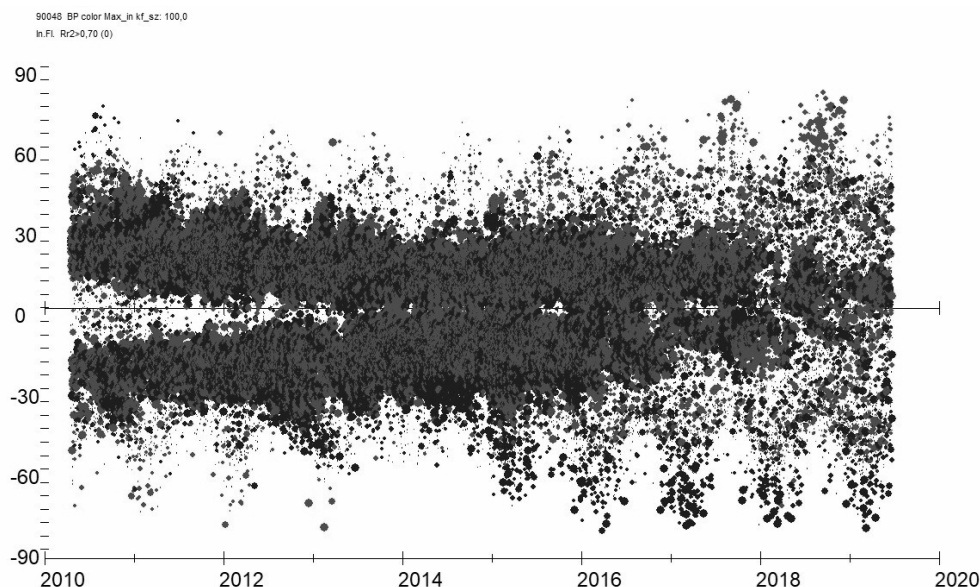


Рис. 1. Широтно-временная диаграмма факелов выделенных по данным HMI/SDO.

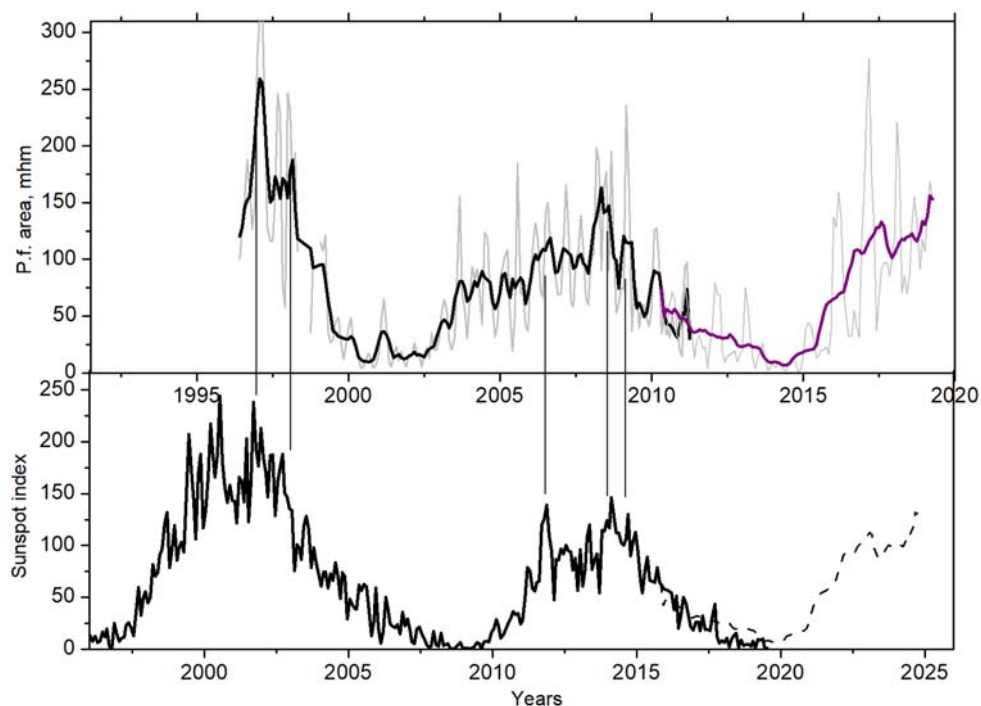


Рис. 2. Верхняя панель: изменения площади полярных факелов на широтах выше 70° по данным MDI и SDO. Представлены ежемесячные значения и (серая линия) и огибающая полученная при усреднении с окном 13 точек. Нижняя панель: индекс солнечных пятен. После 2019 г. пунктиром представлен прогноз активности пятен.

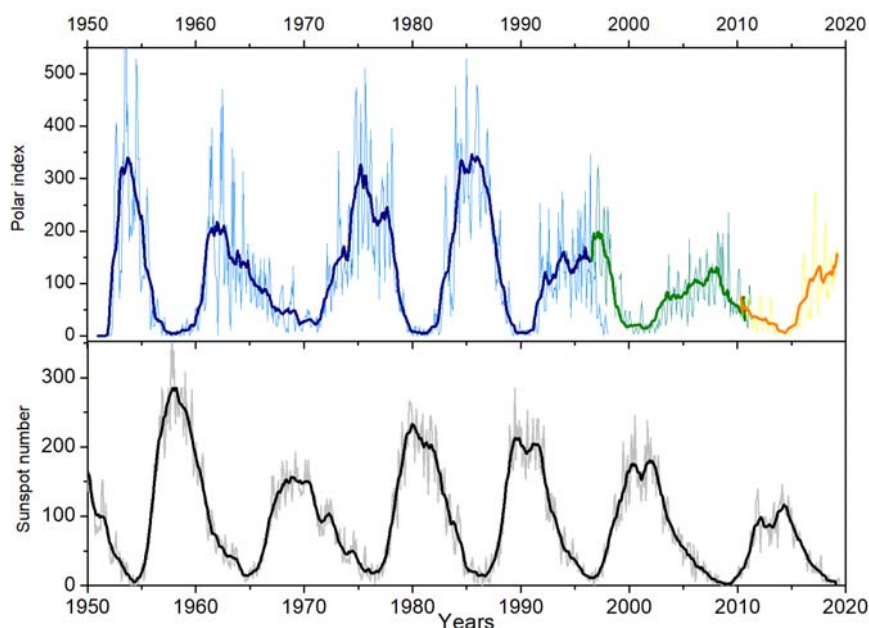


Рис. 3. Сводный график полярной активности на широтах выше 70° по данным обсерватории Mitaka и данной реконструкции. Внизу индекс активности солнечных пятен для 19–24 циклов активности.

Таким образом, уровень и вариации полярной активности предшествует циклу пятен. Это позволяет выполнить прогноз амплитуды и вариациям активности пятен в 25-м цикле активности (пунктирная линия на нижней панели рис. 2).

Ежемесячные числа полярных факелов за период 1951–1999 гг. можно взять из данных наблюдений обсерватории Митака. Мы построили сводный индекс полярной активности. Для этого ежемесячное количество факелов обсерватории Митака было приведено к площади полярных факелов на широтах выше 70° по данным MDI и SDO (рис. 3). Для сравнения этот индекс совмещен с индексом солнечных пятен. Можно отметить, что форма огибающих полярных циклов и для каждого цикла активности и их амплитуды примерно соответствуют друг другу.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 18-02-00098 –а и проекта РФФИ N 15-12-20001.

Литература

1. Чистяков В.Ф. Методы исследования Солнца. – Владивосток, 1986. – 133.
2. Weber, F. // Wochenschr. Astron. Met. Geogr., 1867, **10**, 67, 155.
3. Bumba, V. // Astr. Ins. of Czech., Bulletin, 1990, vol. 41, no. 5, p. 325-332.
4. Sheeley, N.R., Jr. // ApJ, 1991, 374, 386.
5. Makarov, V.I., Makarova, V.V., & Sivaraman, K.R. // Solar Phys., 1989, 119, 45.
6. Makarov, V.I., Makarova, V.V. // Solar Phys., 1996, **163**, 267.
7. Muñoz-Jaramillo A. Sheeley, N.R.; Zhang J., DeLuca, E.E. // Astroph. Journal, 2012, **753**, 146.
8. Tlatov, A.G. // Solar Physics, 2009, V. 260, pp.465-477.

ТЕМНЫЕ ТОЧКИ, НАБЛЮДАЕМЫЕ НА ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА, И ПОДСЧЕТ ИНДЕКСА СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Тлатов А.Г.^{1,2}, Тлатова К.А.¹, Илларионов Е.А.³

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

³*Московский государственный университет, Москва, Россия*

DARK POINTS OBSERVED IN THE SUN PHOTOSPHERE AND SUNSPOT INDEX CALCULATION

Tlatov A.G.^{1,2}, Tlatova K.A.¹, Illarionov E.A.³

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

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

³*MSU, Moscow*

A large number of dark areas of small size can be allocated on modern satellite observations of the Sun in a “continuum” with high spatial resolution, as well as on observations at high-quality high-altitude observatories. These areas have no penumbra, have a contrast of 2-20% and are similar to solar pores. The characteristic area of such structures is 0.3÷5 mhs or a diameter of 0.5÷5 mm. The number of such points can be several hundred in one image. The nature of such formations remains unclear.

We performed allocation of the dark objects with a contrast of at least 2% of the quiet Sun level on the HMI/SDO observations in the continuum for the period 05.2010–05.2019. It is shown that the number of dark points with an area of less than 5 mhs, in which the magnetic field is not significant and is less than $|B| < 30$ G accounts for 60 to 80% of the total number of this size structures. This means that they are not associated with magnetic activity. The existence of such structures can significantly affect the calculation of the sunspot index, since such structures can be mistaken for pores.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-391-394

Введение

Солнечные пятна проявляются на фотосфере как области с пониженной температурой и излучением. Солнечное пятно выглядит как часть фотосферы с существенно меньшей яркостью, чем окружающие участки. Регулярные солнечные пятна состоят из темной тени, окруженной более светлой полутенью. При переходе от тени к полутени в фотосфере интенсивность излучения меняется почти скачкообразно. Внутри полутени она приблизительно постоянна, а внутри тени, как правило, уменьшается к центру ядра. Тень в среднем занимает 15–25% от площади пятна. Яркость тени составляет 5–15% яркости фотосферы, в зависимости от длины волны, но не зависит от размеров тени [1].

Помимо регулярных пятен существуют поры [1] и переходные пятна. Порами называются мелкие солнечные пятна, не имеющие полутени. Их диаметр составляет от 1" до 5" или ~ 0.7–3.5 Мм, что соответствует пло-

щади $\sim 0.4\text{--}4$ мдп [1]. Поры встречаются как индивидуальные образования, так и в составе групп пятен. Время жизни пор составляет несколько часов, но в составе группы пятен они могут существовать до нескольких суток. По данным наблюдений Кисловодской Горной станции, поры имеют максимум значения распределения площади $S_{por} \sim 3.6$ мдп ($d \sim 3.7''$), пятна $S_{sp} \sim 120$ мдп ($d \sim 30''$) [2]. Переходные пятна, как правило, имеют площадь в диапазоне $20\text{--}100$ мдп и занимают промежуточное положение между порами и регулярными пятнами, поскольку их полутень не до конца сформирована [2, 3].

В данной работе мы выполнили выделение темных структур на фотосфере по данным наблюдений космической обсерватории HMI/SDO за период 05.2010–05.2019 и показываем, что большое число таких структур не связано с магнитной активностью. Следовательно, это может вносить ошибки в подсчет индекса солнечных пятен.

Обработка наблюдательных данных

Для анализа мы использовали данные обсерватории HMI/SDO изменений интенсивности с экспозицией 45 сек., на момент времени близкий к 5:00 UT. Данные магнитного поля подбирались на тот же момент времени, чтобы наиболее точно совместить измерения интенсивности и магнитных полей.

Для сравнительного анализа характеристик темных объектов необходимо знать типичные распределения контраста для пятен и пор. В работе [2] представлены характеристики пор и пятен по данным синоптических наблюдений Кисловодской астрономической станции. Мы воспользовались рядом Кисловодска для определения типичных значений контраста. Таким образом, для выделения пор и темных точек необходимо выделение объектов с контрастом в несколько процентов. Для выделения темных точек на изображениях HMI/SDO необходимо убрать потемнения к краю и другие возможные неоднородности интенсивности на диске. Процедура устранения потемнения к краю и созданию диска фоновой интенсивности I_{fon} была следующей.

После нормализации интенсивности выполнялась процедура выделения темных объектов на диске Солнца с контрастом не менее некоторой пороговой величины $t_{hr} = 2\%$ от интенсивности фона. Кластеры точек пониженной интенсивности запоминались в виде структур. Это позволяло определить координаты, площадь, средний контраст и другие параметры кластера. Также проводилось измерение магнитного поля. Для этого выбиралось измерение магнитного поля, проведенное в тот же момент времени и с такой же экспозицией.

Результаты обработки данных

На рис. 1 представлены среднемесячные значения выделенных темных структур их числа и площадей. Данные были разделены в зависимости

от размера и интенсивности магнитного поля. Общее число и площадь структур максимальна в эпоху максимума и уменьшается в эпоху минимума. Большая часть структур связана с магнитным полем. Вместе с тем, имеются структуры, в которых магнитное поле незначительно. Для этого мы выделили структуры, в которых среднее магнитное поле по абсолютному значению менее 30 G. Если общее число темных структур составляет около $200 \div 250$, то количество элементов, в которых магнитное поле мало N_{NB} , составляет $N_{NB} = 100 \div 150$. Количество структур с малым магнитным полем максимально в эпоху минимума активности и уменьшается в эпоху максимума активности. Вероятно, это связано с тем, что в максимуме активности растет площадь, занятыми активными областями, в которых магнитные поля значительны.

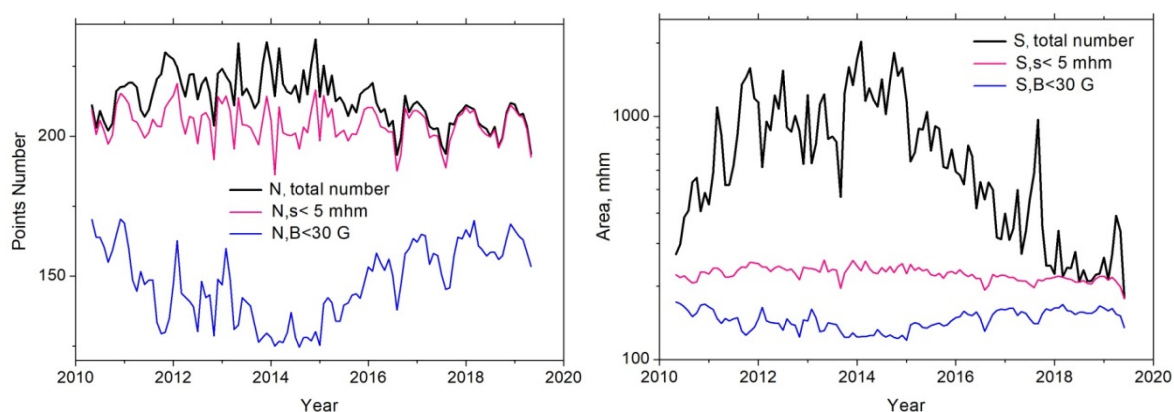


Рис. 1. Среднемесячные значения выделенных темных структур их числа (слева) и площади (справа). Данные были разделены в зависимости от размера и интенсивности магнитного поля.

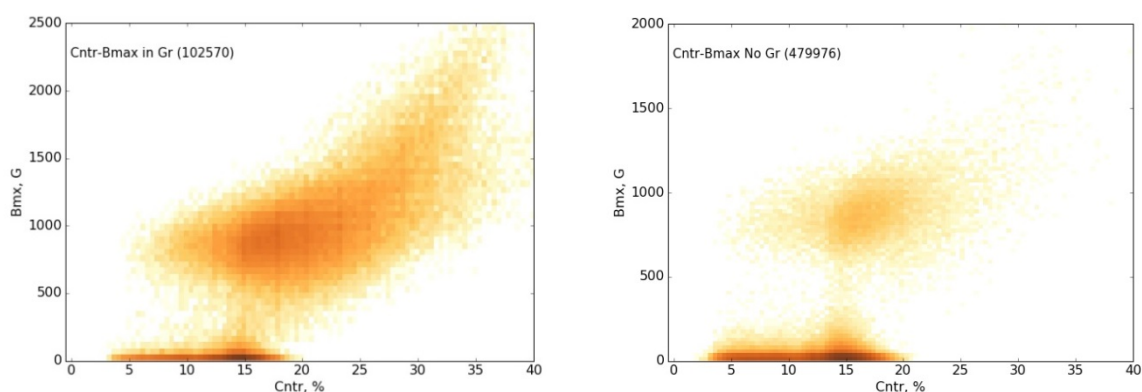


Рис. 2. Зависимость между контрастом темных элементов и величиной магнитного поля B_{max} в активных областях (слева) и вне активных областей (справа).

В нашем анализе контраст выделенных темных элементов превышал 2%. На рис. 2 представлены зависимости контраста и максимальных значений магнитного поля, отдельно вблизи активных областей и вне их.

Для разделения областей мы считали, что если темный элемент находился на расстоянии менее 8 градусов по долготе и 5 градусов по широте от центра активной области, то это элемент АО. Если больше этих значений, то элемент находится вне АО. Из рис. 2 видно, что в диапазоне контраста $2 \div 20\%$ существует две области значений для магнитного поля. Элементы в которых магнитное поле достигает $300 \div 500$ G и более очевидно связано с магнитными структурами в АО. Но также существует достаточно большое число темных элементов, в которых контраст значительный, а магнитное поле не существенно. Вблизи значений контраста $\sim 15\%$ существует локальный максимум распределений.

Выводы

Мы выполнили анализ темных элементов, выделенных в интенсивности в континууме по данным наблюдений HMI/SDO и сопоставили эти элементы с магнитным полем, измеренным в тот же момент времени. Оказалось, что существует достаточно много, ~ 100 единиц на на диске Солнце, элементов площадью $0.3 \div 5$ мдп или диаметр $0.5 \div 5$ Мм, контрастом $\sim 2 \div 20\%$, имеющих слабые магнитные поля и, по видимому, не связанные с магнитной активностью. Эти элементы, которые можно назвать “черными точками”, могут ошибочно приниматься за солнечные поры.

Существование черных точек должно учитываться при подсчете индекса солнечных пятен, поскольку они могут быть ложно приняты за солнечные поры. Особенно это важно при анализе изображений с хорошим пространственным разрешением, таких как спутниковые наблюдения и наблюдения на высокогорных обсерваториях. Переход к подсчету индекса солнечных пятен на таких изображениях, особенно с применением автоматических методов обработки может существенно повлиять на стабильность рядов индексов солнечных пятен.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 18-02-00098 –а и проекта РФФИ N 15-12-20001.

Литература

1. Витинский Ю.И., Конецкий М, Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука, 1986.
2. Tlatov, A.G., Vasil'eva, V.V., Makarova, V.V., Otkidychev, P.A. // Solar Phys., 2014, 289.
2. Tlatov, A, Riehoainen, A., Tlatova, K. // Sol. Phys., 2019, 294, 45.
3. Tlatov, A.G., Pevtsov, A.A. // Solar Phys., 2014, 289, 1143.

БИПОЛИ, НАРУШАЮЩИЕ ЗАКОНЫ ДЖОЯ И ХЕЙЛА В 15–24-х ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ

Тлатова К.А.¹, Тлатов А.Г.^{1,2}

¹*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*

²*Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия*

BIPOLES THAT VIOLATE THE LAWS OF JOY AND HALE IN THE 15–24TH ACTIVITY CYCLES

Tlatova K.A.¹, Tlatov A.G.^{1,2}

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

²*Kalmyk State University, Elista, Russia*

Using the digitization data of the sunspots magnetic fields for the period 1917–2018 active region bipoles were allocated. We performed an analysis of the bipoles inclination angle in the 15–24th activity cycles. Particular attention was paid to bipoles violating Joy's law (AntiJoy), namely the tail parts bipoles, which are deflected to the equator, and not to the poles. As well as bipoles that violate Hale's Law on Lead and Tail Polarity (AntiHale). The relative number of bipoles having the "AntiJoy" polarity for different cycles varies slightly and amounts to ~ 30%. The relative number of "AntiHale" bipoles varies from cycle to cycle ~ 12–20% of the total. There is a significant correlation between the amplitude of the activity cycle and the percentage of "AntiHale" bipoles.

We also performed an analysis of the bipoles inclination angles depending on their size. It has been confirmed that groups of sunspots with an area of 100–200 mhs are most consistent with Joy's law. For groups of small area $S < 10$ mhs and large area $S > 1000$ mhs, the angles decrease.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-395-398

Введение

Известно, что положение магнитной оси солнечных биполей, соединяющей ведущие и хвостовые части, имеет угол с направлением линий восток-запад. Как правило, хвостовые части групп пятен лежат ближе к полюсам и угол наклона увеличивается с широтой. Эта закономерность, найденная Джоном [1], вместе с законом Хейла [2] о смене полярности ведущих и хвостовых пятен в 22-летнем цикле является, возможно, одними из основных причин существования солнечного магнитного цикла [3, 4]. Позже закон Джоя был подтвержден во многих работах [5, 6]. В настоящее время считается, что закон Джоя вызван действием силы Кориолиса, которая разворачивает всплывающие магнитные поля, образующие солнечные пятна [7].

Среди солнечных групп особое внимание уделяется группам, нарушающим закономерности Джоя и Хейла. В работе [8] на основе анализа магнитограмм MDI/SOHO и HMI/SDO было найдено, что около 8% маг-

нитных активных образований нарушают правило Хейла полярности ведущих и хвостовых групп. В работах [4, 5] при анализе каталога обсерватории Mount Wilson Catalog за период 1988–2004 гг. было найдено, что процент групп с направлением магнитной оси, нарушающих правило Hale составляет ~4.9%. В работе [4] при анализе магнитограмм HMI/SDO показано, что магнитный поток от областей, имеющих анти-хэйловскую полярность составляет от 5 до 9% в зависимости от фазы цикла активности.

В данной работе мы хотим проверить зависимость относительного числа групп, нарушающих законы Хэйла и Джоя на основе оцифровки наблюдений магнитных полей солнечных пятен за период 1917–2019 гг. обсерватории Mount Wilson.

Данные

Мы выполнили оцифровку изображений зарисовок ежедневных наблюдений магнитных полей солнечных пятен. Детали оцифровки и первые результаты анализа ряда данных были описаны в работе [6]. Для каждого пятна мы измеряли гелиографические координаты, площадь в пикселях, площадь в физических единицах, исправленную за гелиографическую проекцию, конфигурацию ядер в векторном формате, время наблюдений и напряженность магнитного поля. Общее число дней (из числа обработанных нами наблюдений), в которых были проведены измерения магнитных полей, в период 1917 по октябрь 2016 составило 20318. Число измерений магнитного поля отдельных ядер и пор составило около $5 \cdot 10^5$, число выделенных биполей $\sim 5 \cdot 10^4$. Процедура выделения формирования биполей в наборе измерений описана в [6].

Результаты

В данной работе основное внимание было уделено распределению углов магнитной оси биполей τ . Для этого мы привели направление биполей в различных циклах и полярности ведущих пятен к одной системе. При этом биполи, у которых ведущие части расположены ближе к экватору, чем ведомые, имеют положительный знак угла наклона магнитной оси, а если наоборот – то угол отрицательный. В полярной системе координат мы построили диаграммы, на которых расстояние от единичной окружности соответствует относительному числу биполей для данного угла направления магнитной оси. Подсчет проводился в диапазоне углов $-180^\circ < \tau < 180^\circ$ с шагом 1 градус.

Использовалась весовая функция по площади каждой бипольной пары S_i : $\langle \tau \rangle = \sum \tau_i \cdot S_i / \sum S_i$. Всего в период 1917–2016 гг. нами были исследованы 51 368 биполей. Введем следующие обозначения. Обозначим углы в диапазоне $0^\circ \div 90^\circ$ соответствующие квадранту Q1; Q2: $90^\circ \div -180^\circ$; Q3: $-90^\circ \div -180^\circ$; Q4: $0^\circ \div -90^\circ$ соответственно.

Для этих параметров мы реконструировали диаграммы распределения углов магнитных осей биполей для различных выборок четных и нечетных циклов в северном и южном полушариях. В основном биполи распределены в квадрантах Q1 и Q4. Для распределения биполей в эти квадранты мы вписывали нормальное (гауссово) распределение. Преобладают биполи Хейловской полярности.

Для разных вариантов выборки существует связь между максимумами распределения τ -угла и относительным числом биполей анти Джоевской и анти Хэйловской полярности рис. 1. Корреляция между τ_{\max} и относительным числом биполей AntiHale очень велика $R \sim 0.99$. Корреляция между τ -углом и долей биполей AntiJoy тоже существенная $R \sim 0.73$.

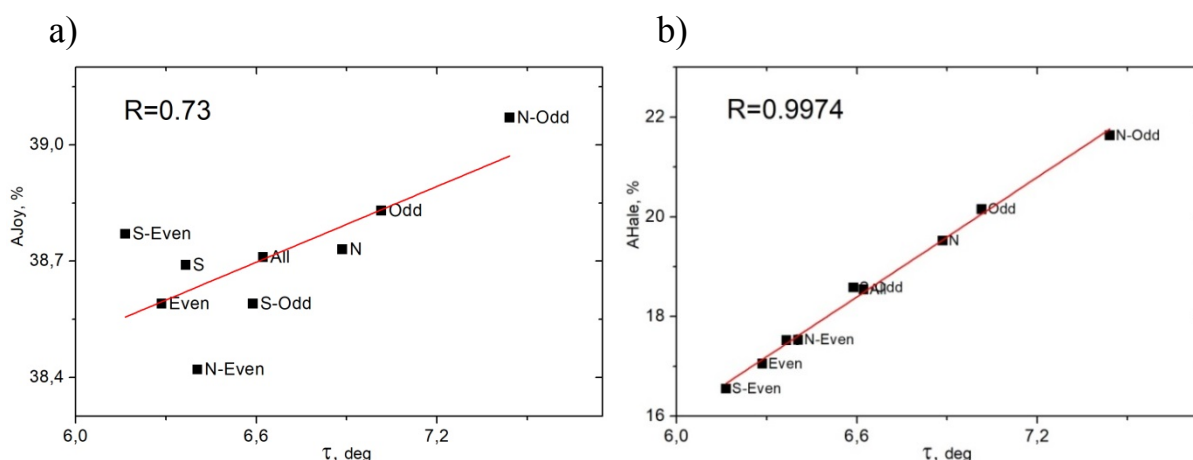


Рис. 1. Связь между максимумами распределения τ -угла и процентом биполей AntiJoy (a) и AntiHale (b) для разных вариантов выборки по полушариям северное (N) и южное (S), четных (Even) и нечетных (Odd) циклов.

Также мы подсчитали число биполей в каждом из квадрантов в циклах активности $N \ 15 \div 24$, а также процент биполей AntiJoy и AntiHale. Между амплитудой циклов активности пятен W и относительным числом биполей направления AntiHale, существует высокая корреляция (рис. 2a). Можно предположить, что такой высокий коэффициент корреляции связан с переналожением циклов активности в эпоху, близкую к минимумам солнечной активности, и как следствие ошибочное определение знака ведущей полярности. Для этого применим выборку для биполей, лежащих вблизи эпохи максимума $T_{n \pm 2}^{\max}$ (рис. 2b).

Обсуждение

В данной работе мы выполнили анализ относительного числа биполей, нарушающих законы Джоя (Joy) и Хейла (Hale). Было установлено, что относительное количество биполей с направлением AntiJoy составляет $\sim 39\%$, а биполей, с ориентацией магнитной оси обратно Хэйловской полярной AntiHale $\sim 16 \div 21\%$.

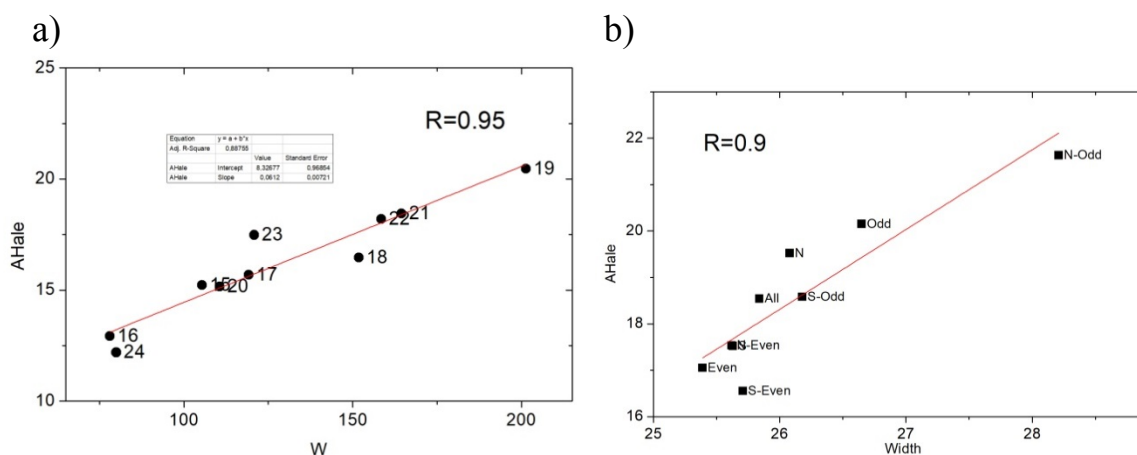


Рис. 2. а) Связь между амплитудой цикла активности пятен и процентом биполей AntiHale в циклах активности. б) Связь между шириной Гауссового распределения τ -угла и относительным количеством биполей AntiHale.

Также выполненный анализ показал, что процент биполей AntiJoy растет с увеличением преимущественного τ -угла. Это является странным, поскольку увеличение τ -угла могло бы объясняться поворотом всего распределения по часовой стрелке, и должно приводить к уменьшению относительной доли биполей AntiJoy. На самом деле рост τ -угла сопровождается ростом ширины распределения Width с коэффициентом корреляции $R = 0.91$. Это и приводит к относительному росту биполей AntiJoy. Также существует связь между амплитудой цикла активности пятен W и шириной распределений τ -угла Width $R = 0.61$ и между шириной распределений Width и относительным числом биполей AntiHale $R = 0.9$.

Работа выполнена при поддержке проекта РФФИ 18-02-00098 –а и проекта РНФ N 15-12-20001.

Литература

1. Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., Joy, A.H. The Magnetic Polarity of Sun-Spots // *Astrophys. J.*, 1919, 49, 153.
2. Hale, G.E., Nicholson, S.B. // *ApJ*, 1925, 62, 270.
3. Abramenko V.I., A.V. Zhukova, and A.S. Kutsenko // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2018, Vol. 58, No. 8, pp. 1159–1169.
4. Sokoloff, D.D., Khlystova, A., Abramenko, V. // *MNRAS*, 2015, 451, 1522.
5. Tlatova K., Tlatov, A., Pevtsov A. et al. // *Sol. Ph.*, 2018, V. 293, P.118.
6. Howard, R.F. // *Sol. Ph.*, 1991, V. 136, 251.
7. Fisher, G.H.; Fan, Y.; Howard, R.F. // *ApJ.*, 1995, 438, 463.
8. Li J. // *ApJ*, 2018, 867, 89.

ОТВЕТ ГЛОБАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЦЕПИ НА СОЛНЕЧНЫЕ ПРОТОННЫЕ СОБЫТИЯ ПО НАЗЕМНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ – МОДЕЛЬНАЯ ОЦЕНКА РОЛИ ЗАРЯДА ЧАСТИЦ

Тонев П.Т.

Институт космических исследований и технологий БАН, София, Болгария

GLOBAL ELECTRIC CIRCUIT RESPONSE TO SOLAR PROTON EVENTS DERIVED FROM GROUND-BASED MEASUREMENTS – MODEL ESTIMATION OF PARTICLE CHARGE ROLE

Tonev P.T.

Space research and technology institute of BAS, Sofia, Bulgaria

Data available from measurements of atmospheric electric field E_z at surface during major solar proton events (SPE) show typical large and peculiar E_z variations. At high latitudes, in Apatity, Russia (67.3°N, 33.2°E) there are measurements from three major SPEs in 2001: these demonstrate several time increase of the electric field E_z (related to its average value) during first hours of a SPE, and decrease of E_z well below its average value, even accompanied by periods of its reversal (when E_z changes its sign), during the later period of each SPE. In contrary, at low latitudes, in CASLEO, Argentina (31.8°S, 69.3°W) the electric field E_z has a significant (>10%) decrease below the average in the first period of SPEs, and an increase in the succeeding period. To explain these SPE effects we estimate the role of electric charge of the proton flux. First estimation of this factor is obtained here by 1D modeling in terms of 'equivalent electrical circuit' and 'capacitive atmosphere'. The model results predict the observed peculiarities of the electric field E_z variations. The modeled peak variations are up to 60% and thus smaller than the observed ones, possibly, due to model in which additional factors have to be involved. Nevertheless, this model predicts the mutual behavior of E_z variations at high and low latitudes in the first period of SPE.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-399-402

Сначала здесь обсуждаются особенности измеренных вариаций вертикального атмосферного электрического поля (АЭП) E_z у земной поверхности ($z = 0$) как на высоких [1], так и на низких [2] широтах, имеющие место во время различных мажорных солнечных протонных событий (СПС). Результаты измерений получены в условиях “хорошей погоды” и при отсутствии прочих помех. Для случая высоких широт имеются данные измерения в Апатитах, Россия (67.3°N, 33.2°E) (геомагнитная широта 63.8°) во время трех мажорных СПС в 2001 году: *i*) 15 апреля, *ii*) 18 апреля и *iii*) 4 ноября [1]. Для этих событий максимальный поток протонов >1 MeV (согласно данных GOES-10) приблизительно 1.4×10^3 для *i*), 1.5×10^3 для *ii*) и 2.3×10^3 для *iii*) [частиц/cm²/ster/s] и достигается 8–10 часов после начала СПС. Результаты измерений показывают нетипично большие вариации E_z с характерными особенностями, более четко заметные в два последних событий, *ii*) и *iii*), в которых отличимы две фазы. В первой фазе

АЭП среднее значение E_z намного больше среднего E_z до СПС. Кроме того, АЭП E_z имеет большой разброс значений: изменяется с 120 до 540 V/m для события *ii*) (за 8 часов с начала СПС), и между 115 и 840 V/m для *iii*) (за 2.5 часов с начала СПС). Во второй фазе событий разброс E_z тоже большой (с -20 до 170 V/m и с -20 до 160 V/m, соответственно, для событий *ii* и *iii*), но при меньшем среднем значении, чем при условиях до начала СПС.

В случае СПС *i*) (15.04.2001 года) [1] E_z достигает аналогичным образом максимум $\sim +600$ V/m в первой фазе после начала СПС и минимум ~ -900 V/m во второй. В данном случае имеется и дополнительная особенность: перед началом СПС E_z сначала быстро возрастает до 500 V/m; потом имеет резкий скачок к отрицательным значениям ~ -1 kV/m.

Имеются ряд аналогичных измерений АЭП E_z на поверхности $z = 0$ при мажорных СПС (GLE) на низких широтах, в частности, в CASLEO, Аргентина, (31.8°S , 69.3°W) (на высоте 2552 м) [2]. Наблюдаются типичные для ряда событий вариации E_z (но здесь они имеют другой характер) сравнивая их со средним значением $E_{z\text{ср}}$ при общих условиях. Типичный пример – СПС 17 мая 2012 года. На первом этапе (3–4 часа с начала СПС) E_z значительно меньше $E_{z\text{ср}}$ (до 17%), а на последующем этапе длительности 5–6 часов проявляется значительное увеличение E_z до 38% над средним $E_{z\text{ср}}$. Статистический анализ восьми СПС показал, что эти особенности характерны для данных CASLEO [2].

Вариации АЭП E_z относительно его среднего значения $E_{z\text{ср}}$ на высоких и на низких широтах имеют обратный знак как в начальной фазе СПС, так и в последующей фазе. В начальном периоде СПС $E_z \gg E_{z\text{ср}}$ на высоких широтах и $E_z < E_{z\text{ср}}$ на низких, тогда как в следующем за ним периоде имеют место обратные соотношения. Для объяснения описанных особенностей вариаций следует учесть, что на высоких широтах АЭП E_z иногда изменяет знак (т.е. его направление изменяется вверх) на длинный период (десятки минут), т.е. больше характеристического время ГЭЦ ~ 7 минут. Отметим, что в высокоширотной антарктической стратосфере на основе балонных измерений на высоте $z \sim 32$ km во время мощнейшего СПС 20 января 2005 года [3, 4] в поведении вертикального электрического тока J_z наблюдалась аналогия с вариациями АЭП E_z на поверхности: в первом периоде СПС (5 часов) J_z много больше среднего $J_{z\text{ср}}$ и направленно вниз, а за последние 8 часов J_z было нетипично направлено вверх, причем $|J_z| > 2 J_{z\text{ср}}$.

Уже показано [5], что эффект изменения атмосферной электрической проводимости σ (из-за увеличенной ионизации в средней атмосфере во время СПС) на изменение характеристик ГЭЦ мал (до 5%) и не может объяснить наблюдаемые вариации АЭП $E_z(z = 0)$ на различных широтах. Для их объяснения здесь рассматривается влияние потока энергетичных протонов >1 MeV на ГЭЦ в высокоширотную атмосферу после их термализации. В подтверждение того, из результатов [6] заключаем, что суммарный электрический заряд, поступающий за 1 s в среднюю высоко-

широтную атмосферу в результате потока протонов >5 MeV во время некоторых из мощнейших событий GLE (04.08.1972, 29.09.1989, 19.10.1989, 23.03.1991, 28.10.2003), может быть сопоставимым с общим током ~ 1 кА в ГЭЦ от ионосферы к земле. Следовательно, данные события GLE, вероятно, привели к модификации характеристик ГЭЦ. Для приближенной оценки упомянутого влияния здесь предлагается простейшая 1D модель вариаций в ГЭЦ на время СПС.

Модельное представление реакции ГЭЦ на СПС. В модели ГЭЦ включено отдельное полушарие Земли при предположении о полушарной симметрии. ГЭЦ представлена в виде эквивалентной электрической цепи (ЭЭЦ). В ЭЭЦ между ионосферой на высоте $z = 80$ km и землей ($z = 0$) текут токи $J_{TG}(t,z)$, $J_{VSH}(t,z)$ и $J_{HSH}(t,z)$, являющиеся функциями времени t и высоты z , в областях: а) R_{TG} гроз в тропосфере, из которых ток J_{TG} поступает в ионосферу; б) R_{VSH} высоких широт ($>65^\circ$), где проникают энергетические протоны >1 MeV и после термализации создают положительные ионы участвующие в токи ГЭЦ); в) R_{HSH} всех остальных широт, где источники тока отсутствуют. Площади A_R областей, где индекс R указывает на соответствующую область: $A_{VSH} = 2.4 \times 10^{13} \text{ m}^2$, $A_{HSH} = 2.3 \times 10^{14} \text{ m}^2$, $A_{TG} = 2.3 \times 10^{11} \text{ m}^2$. При квазистатических условиях уравнение в общем виде для плотности полного тока $\mathbf{J}(t,z)$ на высоте z в момент t после прихода СПС следующее:

$$\text{div}\mathbf{J} + \text{div}\mathbf{J}_{\text{SRC}} = 0, \quad (1)$$

где $\mathbf{J} = \mathbf{J}_C + \mathbf{J}_D$: включает в себя ток проводимости $\mathbf{J}_C = \sigma\mathbf{E}$ и ток смещения $\mathbf{J}_D = \varepsilon_0 d\mathbf{E}/dt$; σ – атмосферная проводимость, \mathbf{E} – вектор электрического поля, ε_0 – диэлектрическая константа. $\mathbf{J}_{\text{SRC}} = \mathbf{J}_{TG} + \mathbf{J}_{\text{SEP}}$ – ток двух типов источников: тропосферный \mathbf{J}_{TG} и \mathbf{J}_{SEP} являющийся результатом поступления заряженных частиц в атмосферу ниже 80 км. В терминах ЭЭЦ уравнение (1) записывается для отдельной области R в 1D приближении:

$$d(\sigma_R E_R)/dz + \varepsilon_0 (d^2 E_R/dzdt) = dJ_{R\text{Src}}/dz \quad (2)$$

где $J_{R\text{Src}}(z,t)$ – ток источника в области R . Система трех уравнений (2) относительно областей R_{VSH} , R_{HSH} и R_{TG} решаются при условиях:

$$J_{TG}(t, z = 0) + J_{VSH}(t, z = 0) + J_{HSH}(t, z = 0) = 0; \quad (3)$$

$$V_{TG}(t) = V_{VSH}(t) = V_{HSH}(t) = V(t). \quad (4)$$

Здесь $V(t)$ – ионосферный потенциал, который одинаков для каждой области R , для которой определяется как функция $J_R(t,z)$ в виде:

$$V_R(t) = \int_{z=0,80} J_R(t,z)/(\sigma_R(z) A_R) dz. \quad (5)$$

Начальное условие при $t=0$ задано стационарными характеристиками ЭЭЦ при $J_{\text{SEP}} = 0$ и постоянным генератором тока J_{TG} в области R_{TG} , который поддерживает в глобальном масштабе отрицательный заряд в грозных облаках на высоте 3 км и положительный заряд на 6 км (в среднем). Величина J_{TG} определяется из условия заданного ионосферного потенциала V ($V = 300$ kV) в начальный момент $t = 0$.

Отдельные области R характеризуются постоянным во времени профилем проводимости $\sigma_R(z)$. Для области $R_{ВШ}$ принят модельный профиль $\sigma_{ВШ}(z)$ для высоких широт в условии СПС 20 января 2005 года [4]. Области $R_{НШ}$ и $R_{ТГ}$ характеризуются одинаковым профилем проводимости $\sigma_{ТГ}(z) = \sigma_{НШ}(z)$ для высот $z > 6.5$ км. Весь профиль $\sigma_{НШ}(z)$ совпадает с модельным профилем для низких широт в [7]. В интервале усредненных высот облаковых структур 2.5–6.5 km $\sigma_{ТГ}(z) = \sigma_{НШ}(z)/3$ (проводимость в облаке в три раза ниже окружающей). Ниже облаков, $z < 2.5$ km, $\sigma_{ТГ}(z) = 2\sigma_{НШ}(z)$ считая, что ток молний обеспечивает половину тока облако-земля.

Для получения оценки первого приближения реакции ГЭЦ на СПС *ii*) в начальном периоде возрастания потока $f(t)$ протонов до некоторого максимума f_{\max} , приняты весьма упрощенные представления потока протонов с энергиями >1 MeV проникших на верхней модельной границе $z = 80$ km атмосферы с усреднением по области $R_{ВШ}$, а также профиля плотности термализованных протонов ниже 80 км. Предполагается, что вертикальный поток $f(t)$ протонов >1 MeV на границе $z = 80$ km возрастает линейно по времени до $f_{\max} = 10^3 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ за время $t_1 = 20$ минут. Профиль тока источника в области $R_{ВШ}$ $J_{\text{SEP}}(t,z) = q_e f_p(t,z) A_{ВШ}$, где $q_e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ – элементарный заряд, $f_p(t,z)$ – усредненная по геомагнитной широте плотность потока термализованных протонов на высоте z в момент t . Профиль $f_p(t,z)$ определяется на интервале между $z_L = 25$ km и $z_U = 78$ km из условия, что плотности $f_p(t,z)$ на границах z_L и z_U соотносятся как потоки протонов энергий >100 MeV и >1 MeV, соответственно. Это соотношение варьирует; в случае СПС *ii*) оно может быть $\sim 1/200$, поэтому здесь $f_p(t,z_L) = f_p(t,z_U)/200$. Считая, что профиль $f_p(z)$ экспоненциален, получается, что $f_p(t,z) = C_p \exp(z/H_p)$, где $H_p = 8590$ m, а константа C_p определяется из общего потока протонов >1 MeV на верхней границе $z = 80$ km.

Первая модельная оценка при данных допущениях показывает, что за время возрастания потока протонов АЭП E_z на высоких широтах возрастает до $\sim 60\%$, а на остальных широтах E_z уменьшается до 6% . Эта оценка согласуется с наблюдениями по характеру вариаций АЭП E_z на первой фазе СПС, но предсказанный эффект меньше наблюдаемого.

Объяснение реакции ГЭЦ на СПС важно при выяснении связи погоды с СПС [8], считая что ток J_z играет роль в процессах ее формирования.

Литература

1. Shumilov O.I., Kasatkina E.A., Frank-Kamenesky A.V. // Geomagn. Aeron., 2015, v. 55, No. 5, 650.
2. Tacza J. C., Raulin J.-P., De Juli M. C. // 32nd URSI GASS, Montreal, 19–26 August 2017
3. Kokorowski M., Sample J. G., et al. // Geophys. Res. Lett., 2006, v.33, L20105.
4. Kokorowski M., Seppälä A., et al. // J. Geophys. Res., 2012, v.117, A05319.
5. Farrell W. M., Desch M. D. // Geophys. Res. Lett., 2002, v. 29, 1323, 37-1.
6. Makhmutov V.S., G.A. Bazilevskaya, Y.I. Stozhkov, N.S. Svirzhevsky, A.K. Svirzhevskaya // Proc. 31st ICRC, Lodz, 2009, 1.
7. Tinsley B.A., Zhou L. // J. Geophys. Res., 2006, v.111, D16205.
8. Veretenenko S.V. // DSc. Thesis, Sanct Petersburg University, 2017, 327 p.

РАДИОРАДИУС СОЛНЦА В ММ ДИАПАЗОНЕ И СОВРЕМЕННЫЕ МОДЕЛИ ХРОМОСФЕРЫ

Топчило Н.А.¹, Лукичева М.А.^{1,2}, Нагнибеда В.Г.¹, Рыжов Н.А.³

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

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

³*Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
г. Москва, Россия*

SOLAR RADIORADIUS IN MM RANGE AND MODERN CHROMOSPHERE MODELS

Topchilo N.A.¹, Loukitcheva M.A.^{1,2}, Nagnibeda V.G.¹, Ryzhov V.S.³

¹*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

²*St. Petersburg Branch of Special Astrophys. Obs. RAS, St. Petersburg, Russia*

³*Baumann Moscow Technical State University, Moscow, Russia*

The radoradius of the Sun is an important and suitable observational feature that connected with structure of the atmosphere. Its value in millimeter and submillimeter range defines the chromospheres height (limb extension). Numerous measurements of the solar radoradius provide ample opportunities for testing models of a solar atmosphere comparing observational and model values. Special interest causes a millimeter-submillimeter range of wavelengths, radiation in which is completely defined by chromosphere. In the presented work model calculation of radoradius for spatially-non-uniform 3D models of chromosphere by means of program Bifrost for a cube $24 \times 24 \times 17$ Mm with spatial resolution of 48 km across and 19–100 km on a vertical is executed. Values of radoradius were calculated for set of wavelengths from operating range of ALMA radiointerferometer. Comparison of observational and modelling values shows that the measured values of radoradius significantly surpass calculated on the used numerical model. In the considered range the measured radoradius changes from 7" up to 24" while model calculation gives the values which are not exceeding 3". Such strong discrepancy requires additional research.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-403-406

В настоящее время уже общепринятой является точка зрения, что тепловое миллиметровое и субмиллиметровое излучение Солнца оказывается наиболее удобным средством диагностики хромосферной плазмы [1, 2]. Важной характеристикой, которую можно получить из наблюдений, является распределение радиояркости по диску Солнца, в котором, как было давно предсказано на основе простой модели солнечной атмосферы с инверсией температуры в верхней хромосфере, должно существовать уярчение к краю диска и яркое узкое кольцо вокруг солнечного лимба, обусловленное вкладом более горячей верхней хромосферы. Однако такие наблюдения требуют достаточно высокого углового разрешения, и много лет выполнялись во время солнечных затмений или на крупных радиотелескопах и интерферометрах. К сожалению, получаемые результаты сильно зависят

от реального углового разрешения, метода обработки наблюдений, так что сводка полученных результатов демонстрирует значительный разброс данных (см. обзор [3]).

В таких условиях большой интерес представляет величина радиорadiusа Солнца, который характеризует, главным образом, высотную протяженность хромосферы и получение которого гораздо слабее зависит от углового разрешения. Он измеряется вполне определенным способом: на радиальных сканах – по положению точки, соответствующей половинной яркости центральной области диска, либо по максимуму производной в лимбовой части скана, а по затменным наблюдениям – по разности моментов оптических и радио контактов. Естественно, во всех случаях необходимо учитывать особенности инструмента и метода наблюдений [4].

Подобные измерения проводились нами и во время затмений [5], и на РТ-7.5 МГТУ на волне 3.2 мм, давая значения радиорadiusа в пределах (7.5–12) угл. сек., что хорошо соответствует результатам других наблюдений [6–9]. Совокупность наблюдательных данных показывает, что радиорadius даже на субмм волнах превышает оптический радиус на (3–4) угл. сек. (см. рис. 3) и значительно возрастает с длиной волны во всем миллиметровом диапазоне.

Расчетные значения радиорadiusа в большинстве случаев получают на основе «классических» моделей хромосферы и переходной области VAL и FAL [10]. В этих одномерных (параметры хромосферы зависят только от высоты) и стационарных моделях быстрый рост температуры (переходная область) происходит на высоте около 2200 км. Поэтому модельный расчет величины радиорadiusа на мм волнах не дает значений больше 3 угл.сек.. Разными авторами неоднократно предпринимались попытки устранить противоречия путем введения в модель различных структурных «холодных» элементов (спикулы и др.). Все такие построения, несмотря на кажущийся успех, объединяет то, что все они чисто эмпирические, и ни теоретически, ни физически не обоснованны.

В настоящее время появился уникальный инструмент мм и субмм диапазона – ALMA, способный обеспечить недоступное ранее угловое разрешение для солнечных радионаблюдений, а также, разработана теоретическая реалистичная 3D-модель солнечной хромосферы, которая может быть использована при интерпретации солнечных наблюдений на ALMA [11, 12]. Эта численная модель, разработанная с использованием полного набора уравнений радиационной гидродинамики, описывает максимально приближенную к реальности сильно неоднородную структуру хромосферы (рис. 1). Цель данной работы – протестировать новую 3D-модель, сравнивая модельные расчеты величины радиорadiusа для субмм и мм диапазона с наблюдаемыми значениями, в том числе, и с последними наблюдениями с использованием ALMA [13, 14].

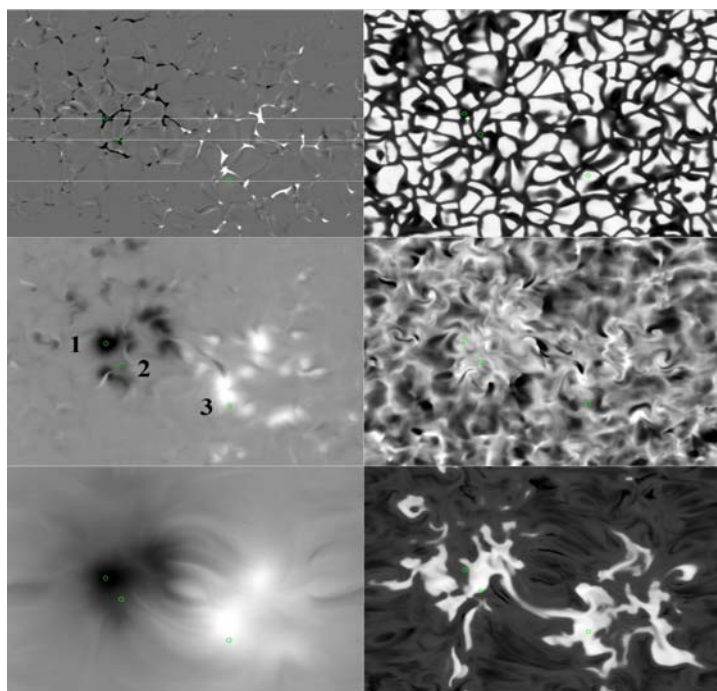


Рис. 1. Модель биполярной области «спокойной» солнечной атмосферы с усиленной магнитной сеткой.

Модель en024048_hion [15] представляет собою куб размером $24 \times 24 \times 17$ Мм с разрешением 48 км по горизонтали и 19–100 км по вертикали, параметры которой рассчитаны программой Vifrost.

Карты (срезы) магнитного поля (левый столбец) и электронной температуры (правый столбец), верхний ряд карт соответствует уровню фотосферы, средний – высоте 800 км, нижний – 2000 км.

Тестирование проводилось для модельной области атмосферы спокойного Солнца с усиленной магнитной сеткой en024048_hion [15], описанной на рис. 1. Для расчета распределения яркостной температуры по диску (вдоль радиуса диска) Солнца необходимо задавать параметры атмосферы вдоль поверхности Солнца от центра диска до лимба. Для этого имеющийся куб расчетных параметров был многократно повторен вдоль поверхности Солнца с соответствующим изменением ориентации. Поскольку масштаб мелкомасштабной структуры внутри заданного куба много меньше размеров куба, то получаемое при таком построении распределение параметров атмосферы спокойного Солнца, практически, не нарушает общности расчетов. При расчете теплового тормозного миллиметрового излучения применялся алгоритм, использованный в [16].

При расчете яркостной температуры как функции расстояния от центра диска вдоль радиуса диска определялись траектории луча внутри заданной моделью области атмосферы, и вдоль этих траекторий задавались значения параметров плазмы. Расчеты проводились для волн диапазона ALMA (рис. 2).

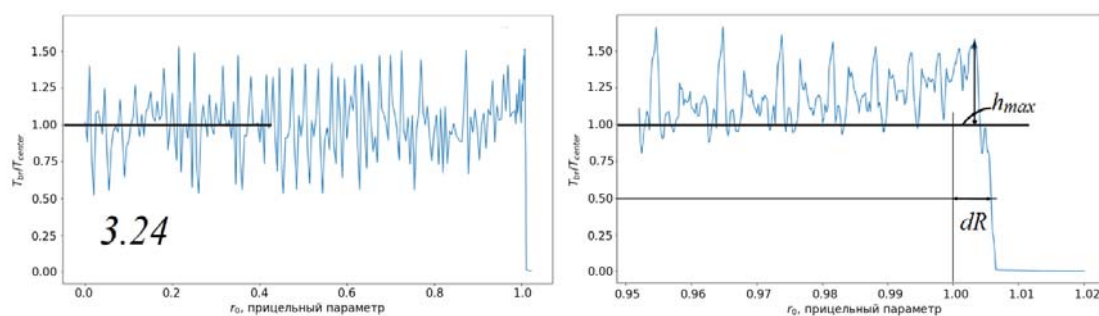


Рис. 2. Пример расчетного распределения радиояркостности на волне 3.24 мм.

Программы, реализующие описанный алгоритм расчета выходящего радиоизлучения, написаны на языке Питон и универсальны по отношению к выбору модели и могут быть использованы для расчетов как одномерных моделей атмосферы (VAL и т.п.), так и моделей, полученных путем численного 2D и 3D моделирования солнечной атмосферы (Vifrost и др.).

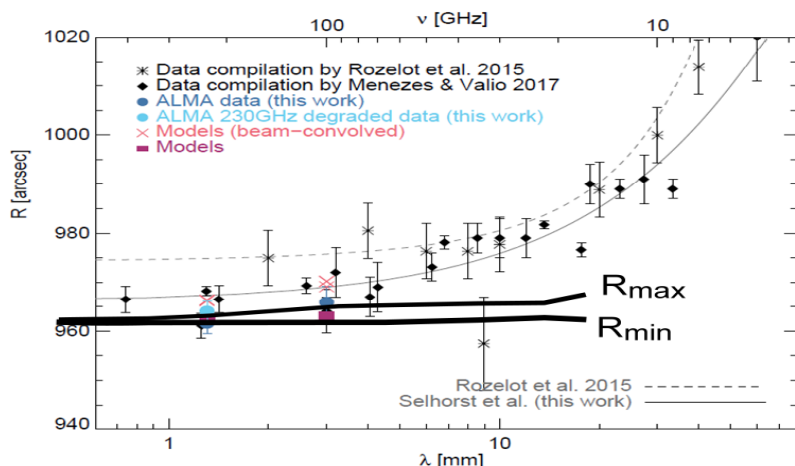


Рис. 3. Значения радиорadiusа Солнца в миллиметровом диапазоне длин волн, полученные из наблюдений в последние годы [14], дополненные нашими расчетами (кривые минимальных (R_{min}) и максимальных (R_{max}) значений по всем вариантам).

В целом, общий вывод заключается в следующем (рис. 3):

- зависимость модельного значения радиорadiusа от длины волны похожа на аналогичную зависимость наблюдаемых значений;
- превышение радиорadiusа над оптическим значительно меньше (примерно, в три раза) наблюдаемых значений.

Причины такого расхождения требуют отдельного исследования. Одна из возможных причин состоит в недооценке корональной составляющей в расчете 3D модели, что слабо проявляется при вычислении параметров излучения в центральной зоне диска Солнца, но сильно влияет на характеристики прилиम्бовой зоны.

Литература

1. Loukitcheva M.A., Nagnibeda V.G. // ESASP, 2000, 463, 363-366.
2. Loukitcheva M., Solanki S., Carlsson M., Stein R. // A&A, 2004, v. 419, 747.
3. Нагнибеда В.Г., Пиотрович В.В. // Труды Астр. обс. ЛГУ, 1987, т. 41, 5-80.
4. Топчило Н.А. // Труды Астр. обс. ЛГУ, 1987, т. 41, 143-155.
5. Nagnibeda V.G., Rozanov B.A. // ASP Conf. Series, 1998, v. 155, 416.
6. White S.N., Kundu M. // IAU Symp.154, Infrared Solar Physics, 1994, p. 167.
7. Belkora L., HUDFORD G., GARY D., WOODY D. // ApJ, 1992, v. 400, 692.
8. Bastian T.S., Ewell M.W.Jr., Zirin H. // ApJ, 1993, v. 415, 364.
9. Ewell M.W., Zirin H., Jensen J.B., Bastian T.S. // ApJ, 1993, v. 403, 426.
10. Fontenla I.M., Avrett E.H., Loeser R. // ApJ, 1993, v. 406, 319.
11. Wedemeyer S., Bastian T., Brajsa R. et al. // SSR, 2016, v. 200, Issue 1-4, 1-73.
12. Loukitcheva M., Solanki S., Carlsson M., White S. // A&A, 2015, v. 575, id.A15.
13. Nindos A., Alissandrakis C., Bastian T. et al. // A&A, 2018, v. 619, id.L6, 5.
14. Selhorst C., Simões P., Brajsa R. et al. // ApJ, 2019, v. 871, id.45.
15. <http://sdc.uio.no/search/simulations>
16. Loukitcheva M., White S., Solanki S. // A&A, 2017, v. 601, id.A43.

ИЗМЕРЕНИЕ УГЛА НАКЛОНА ОСИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН (МЕТОД И РЕЗУЛЬТАТЫ)

Топчило Н.А.¹, Петерова Н.Г.²

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

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

MEASUREMENT OF THE TILT ANGLE OF THE SUNSPOT MAGNETIC FIELD AXIS (METHOD AND RESULTS)

Topchilo N.A.¹, Peterova N.G.²

¹*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

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

The results of measurements of the tilt angle of the sunspot magnetic field (MF) axis for active regions (ARs) of different morphological structure are presented. The data archive of the RATAN-600 radio telescope and the NoRH radio interferometer observations was taken and analyzed using a new processing technique. The method is based on the image peculiarities of the cyclotron radiation source over the sunspot and its changes depending on the sunspot coordinates on the disk caused by the rotation of the Sun. Measurements showed that the tilt angle of the sunspot MF axis is quite small (within 1-10°) and practically does not depend on the morphology of AR. At the same time, the MF of the head sunspot in most cases as expected is inclined to the E-limb. Deviations from this rule are presumably explained if the sunspot MF is partially closed upon other ARs located nearby.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-407-410

Продолжено исследование структуры коронального магнитного поля (МП) солнечных пятен с использованием новой методики измерения наклона оси МП, предложенной в [1]. Метод основан на отличительной особенности циклотронного механизма излучения – значительному изменению изображения источника микроволнового излучения (ИМИ) над пятном в зависимости от изменения угла зрения при изменении гелиографической долготы пятна, вызванной вращением Солнца. Для «идеального» (стабильного, одиночного, правильного) пятна эти изменения должны быть симметричны относительно момента прохождения пятна через центральный меридиан Солнца (ПЦМ) с минимумом яркости излучения ИМИ в момент ПЦМ. Однако по наблюдениям на микроволнах нами [1] было замечено регулярное опережение/отставание момента минимума относительно момента ПЦМ для геометрического центра пятна, что было объяснено наклоном оси МП к поверхности фотосферы.

Анализ динамики ИМИ существенно зависит от используемого инструмента и частоты наблюдений. В настоящее время имеется два инструмента, обеспечивающих регулярную ежедневную регистрацию радиоизлучения пятен, это радиогелиограф NoRH (карты Солнца на волне 1.76 см) и

радиотелескоп РАТАН-600 (одномерные сканы в диапазоне (1.65–10) см). Самой простой методикой анализа изображения ИМИ для NoRH является измерение максимальной яркостной температуры (Тя) на карте источника. Для РАТАН-600 более удобно измерение превышения максимальной антенной температуры (Та) над фоновым уровнем. Пример динамики пятна в NOAA 11899 приведен на рис. 1.

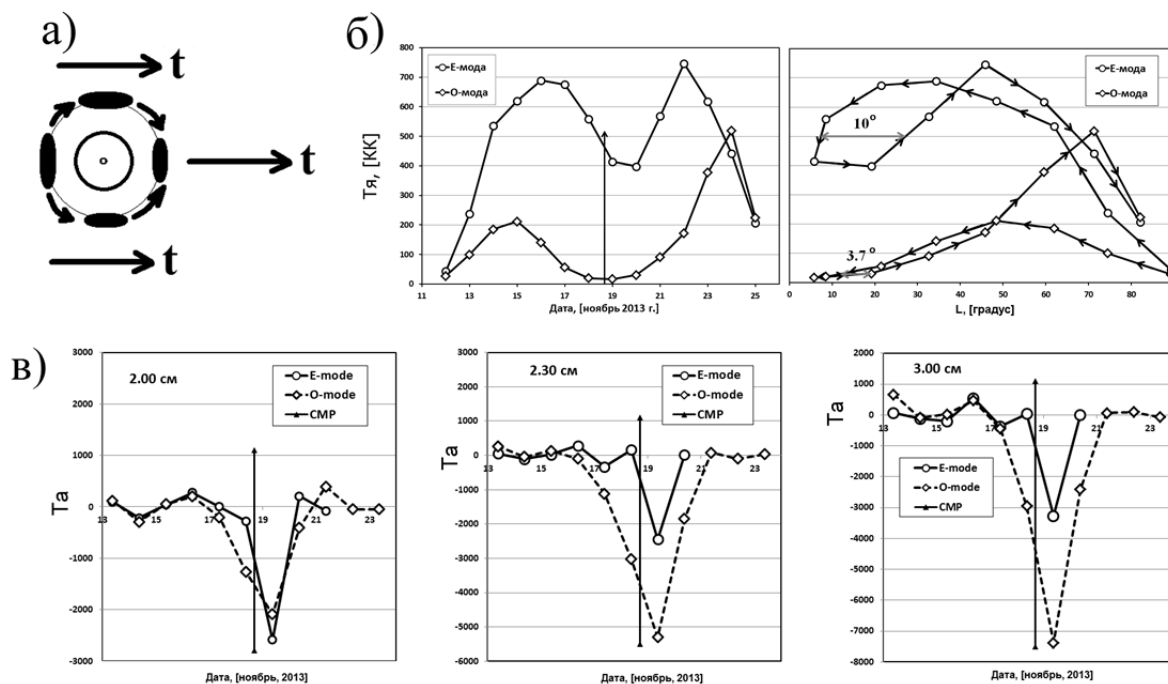


Рис. 1. а) Схематичное изображение вида, положения и динамики радиоисточника, ассоциированного с пятном. Наблюдения на (б) радиогелиографе Нобеяма (верхний ряд) и (в) радиотелескопе РАТАН-600 (нижний ряд, вычтен временной тренд).

На графиках “Температура – Время” (рис. 1б и 1в) явно видно несоответствие момента минимума температуры (ММТ) с ПЦМ (черные вертикальные стрелки). Разность времен ММТ-ПЦМ переводилась в угол наклона МП. Другой способ измерения угла схематически показан на рис. 1б (справа) – график “Температура – Долгота пятна”. Долгота (по модулю) отсчитывается от центрального меридиана, стрелками указано направление ее изменения во времени. Конфигурация кривых, образующаяся при перемещении вдоль стрелок, напоминает явление гистерезиса, величина которого в нашем случае пропорциональна углу наклона МП.

Результаты сопоставления измерения наклона МП описанным выше способом на обоих инструментах на примере «идеального» головного пятна группы NOAA 11899 приведены на рис. 2 (справа). К измерениям добавлен результат (точка, отмеченная на графике ромбиком), полученный на РАТАН-600 третьим способом, а именно: для идеального пятна в момент, когда мы смотрим строго вдоль МП изображение должно быть симметричным. На рис. 2 (слева) жирным выделена волна, где изображение ИМИ симметрично в момент регистрации скана. Как видно, все результа-

ты для рассмотренного случая достаточно хорошо согласуются между собой и демонстрируют рост угла наклона с длиной волны, т.е. с высотой ИМИ над уровнем фотосферы, что отмечалось нами ранее [1].

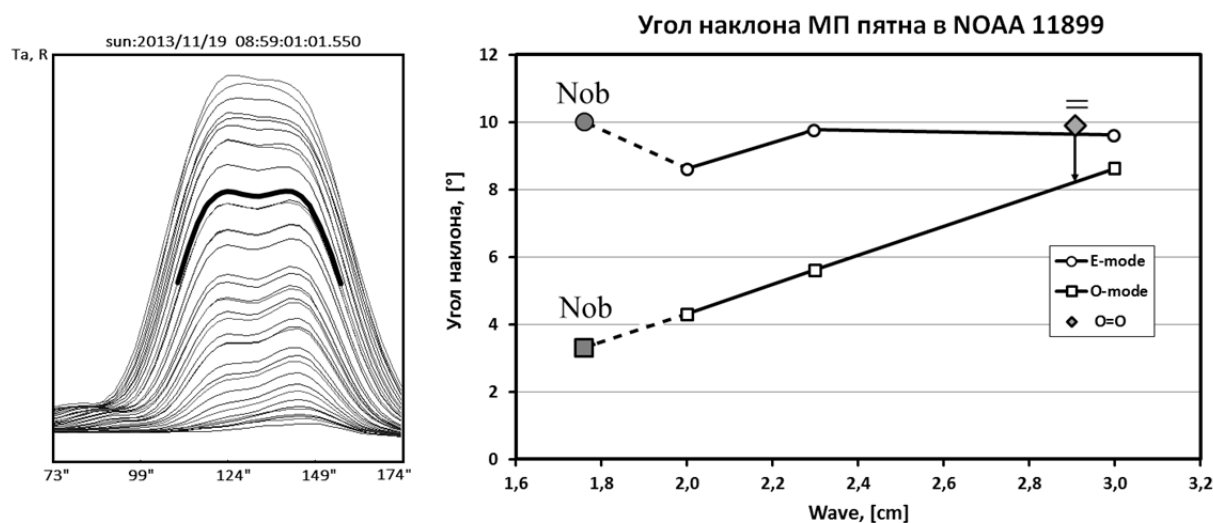


Рис. 2. Зависимость угла наклона МП от длины волны по данным РАТАН-600 (сплошные кривые) и радиогелиографа NoRH.

Изначально метод был разработан [1] нами для «идеального» пятна, которые встречаются сравнительно редко. В данной работе мы исследовали применимость новой методики к пятнам более сложной морфологической структуры и динамики. Отобранный из архивов РАТАН-600 и NoRH наблюдательный материал был классифицирован и были выделены 3 типа пятен (см. примеры на рис. 3): I – «правильные» – круглые одиночные стационарные пятна; II – «полуправильные» – стационарные пятна, имеющие неправильную, раздробленную форму; III – «неправильные» – не стационарные, обычно раздробленные и с активным МП. Для пятен I и II типа предложенная методика позволяет достаточно точно оценить величину наклона МП, соответствующую результатам измерений в оптике [2, 3]. Для пятен III типа необходима разработка дополнительных способов оценки МП в особенности для сильно эволюционирующих пятен.

В целом, представленные результаты измерений величины угла наклона МП солнечных пятен в микроволновом диапазоне (около 10 случаев) показывают, что она не велика ($1-10^\circ$) и не зависит от морфологии АО. При этом наклонение МП направлено к Е-лимбу Солнца, что и можно было ожидать для ведущих пятен, МП которых обычно замыкается на хвостовую часть АО. Отклонения от этого правила требуют специальных исследований с привлечением дополнительных сведений о структуре коронального МП.

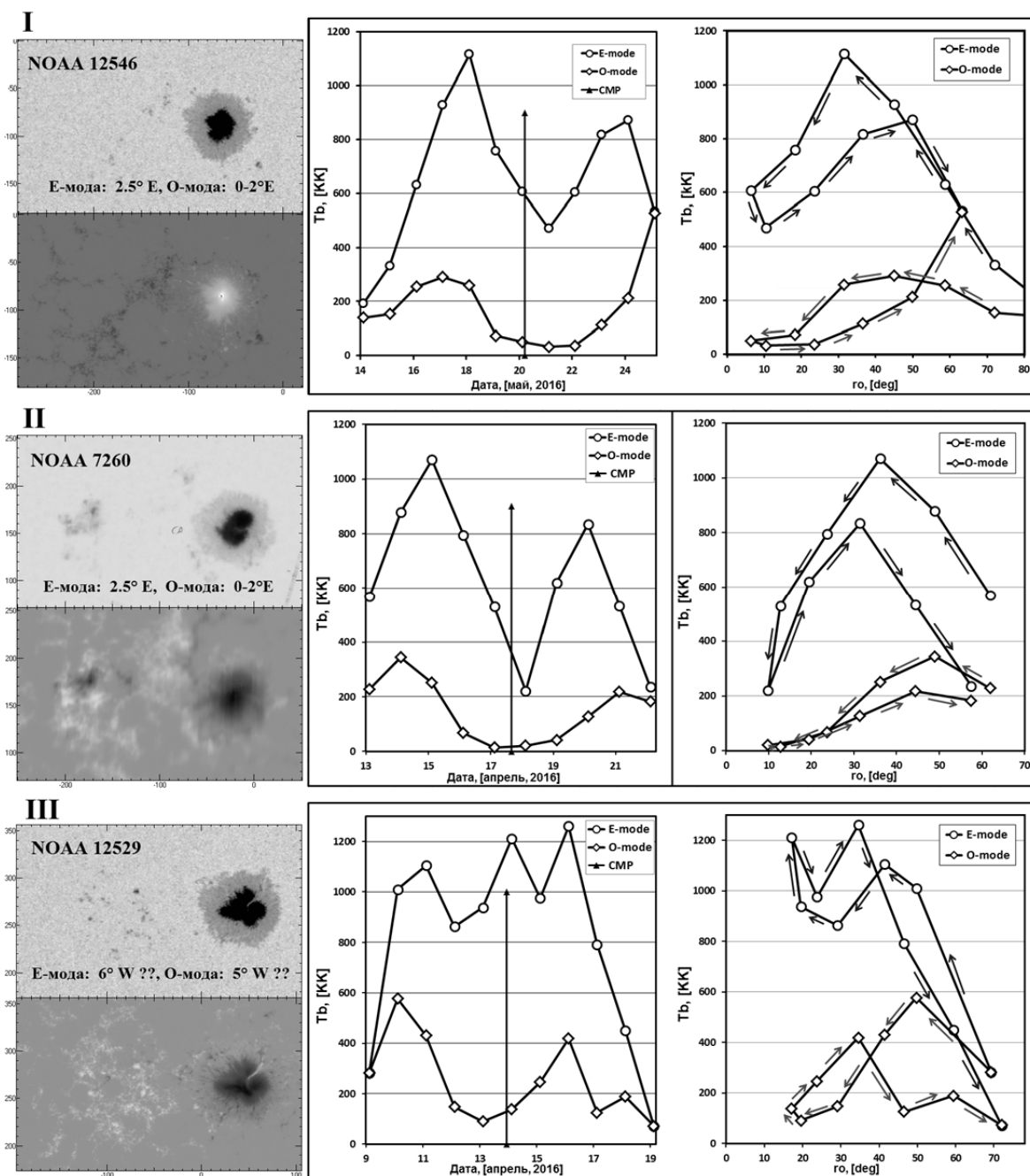


Рис. 3. Примеры наблюдений солнечных пятен различных типов (I, II, III). Слева – фотогелиограммы и карты продольного МП для момента ПЦМ пятна. Здесь же приведены оценки угла и направления наклона МП для Е- и О-мод излучения ИМИ. Справа – динамика яркостной температуры T_b по наблюдениям на NoRH.

Работа выполнена в рамках Гос. задания: №АААА-А17-117011810013-4.

Литература

1. *Топчило Н.А., Петерова Н.Г.* // Труды XII Всеросс. конф. по физике Солнца, “Солнечная и солнечно-земная физика 2018”, ГАО РАН, СПб, 2018, с. 373-376.
2. *Гопасюк О.С.* // *Астрофизика*, 2017, т. 60, вып. 1, с. 105-114.
3. *Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В., Обридко В.Н.* // *АЖ*, 2015, т. 92, №2, с. 180–189.

CALCULATION OF THE MAIN PARAMETERS OF A MAGNETIC FLUX TUBE WITHIN THE MODEL OF CYLINDRICALLY-SYMMETRIC EQUILIBRIA OF TWO-COMPONENT PLASMA

Turakulov Z.Y., Karachik N.V., Minenko E.P.
Ulugh Bek Astronomy Institute (UBAI), Tashkent, Uzbekistan

РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ МАГНИТНОЙ ТРУБКИ В РАМКАХ МОДЕЛИ ЦИЛИНДРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОГО РАВНОВЕСНОГО СОСТОЯНИЯ ДВУХКОМПОНЕНТНОЙ ПЛАЗМЫ

Туракулов З.Я., Карачик Н.В., Миненко Е.П.
Астрономический институт АН РУз, Ташкент, Узбекистан

В данной работе представлена аналитическая модель магнитной трубки (МТ), которая описывается как цилиндрически-симметричное равновесное состояние двухкомпонентной плазмы. Плазменный поток представляется в виде суперпозиции двух заряженных сжимаемых компонент плазмы, которые взаимодействуют только в условиях электромагнитного поля. Суммарная плотность электрического заряда принимается равной нулю. Компоненты плазмы – это смесь протонного и электронного газов, которые вращаясь вокруг общей оси с разными угловыми скоростями, производят ненулевую плотность тока обеих компонент, которая служит в качестве источника магнитного поля.

Граница МТ обусловлена расстоянием, на котором угловые скорости обнуляются. Равновесное состояние системы обеспечено вращением плазмы в системе трех сил – магнитной, центробежной и градиента давления. В нашем случае модель весьма идеализирована и ограничена условием того, что окружающая плазма однородна и неподвижна. Несмотря на это, представленная модель, при заданных параметрах – даёт возможность расчёта основных параметров МТ.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-411-414

In this work, we propose one from possible options of build of model, that allows an almost analytical solution. In order to build an adequate model, it is practical to use the Maxwell equations in the MHD approximation.

A two-component plasma can be visioned as superposition of two compressible fluids carrying electric charge densities, which move independently and interact only via their common electromagnetic field. Simplest equilibria of such a matter with non-zero magnetic field possess cylindrical symmetry, hence, describe magnetic flux tubes. These descriptions make it possible to estimate main characteristics of tubes and link them to that of surrounding plasma. This way total magnetic energy per unit of length can be linked to pressure and density beyond the tube as necessary condition of equilibrium. Therefore, construction of equilibria of this sort is a possible approach to modeling solar magnetic flux tubes. In simplest case both plasma components rotate about common axis.

As both of them carry electric charge, their rotation creates some current densities that produces magnetic field acts. Its strength is collinear to the axis. Thus, each component stays in equilibrium determined by balance of centrifugal, magnetic and pressure forces. The total charge density is assumed to be zero everywhere, so that possible electrostatic force is not taken into account.

The problem of equilibrium of the system under consideration is one-dimensional in round cylinder coordinates $\{z, \rho, \varphi\}$ in which all functions to be found depend only on ρ . These functions characterize plasma components, their rotation and acting forces. Since the total charge density is zero everywhere and, as usual particles of components have charges $\pm e$ where e stands for that of electron, total numbers of particles of the components in each spatial domain are equal. Therefore there exists a specific (numerical) density of both components $\nu(\rho)$. Mass densities of the components are given by this density as $m_{\pm}\nu(\rho)$ where m_{\pm} are masses of the particles. Temperatures of the components are assumed to be equal and same everywhere. Therefore partial pressures of the components are as in an ideal gas

$$p_{\pm}(\rho) = \tau\nu(\rho). \quad (1)$$

The components rotate with angular velocities $\Omega_{\pm}(\rho)$ which also are functions to be found. Current densities of the components are

$$J_{\pm}(\rho) = \pm e\nu(\rho)\rho\Omega_{\pm}(\rho) \quad (2)$$

and so that the total current density is

$$J(\rho) = e\nu(\rho)\rho[\Omega_{+}(\rho) - \Omega_{-}(\rho)] \quad (3)$$

hence, magnetic field strength $H(\rho)$ satisfies the equation

$$\frac{dH}{d\rho} = \rho e\nu(\rho)[\Omega_{+}(\rho) - \Omega_{-}(\rho)]. \quad (4)$$

(2.4) will be ones of Maxwell's equations.

Each of two components moves under action of three forces which are centrifugal force equal to $\rho\Omega^2 m\nu$, magnetic force equal to HJ_{\pm} and gradient of pressure. Therefore conditions of their equilibrium are

$$m_{\pm}\Omega_{\pm}^2(\rho)\rho\nu(\rho) \pm e\rho\mu_0 H(\rho)\nu(\rho)\Omega_{\pm} - \tau \frac{d\nu}{d\rho} = 0.$$

Since $m_- \ll m_+$, m angular velocity of the electron component $m_-\Omega_-^2$ therefore equilibrium conditions for the electron component simplifies

$$\tau \frac{d\nu}{d\rho} = -e\mu_0 H(\rho)\Omega_{-}(\rho)\rho\nu(\rho). \quad (5)$$

If we express partial pressure from this, then equilibrium condition for the proton component takes the form

$$\Omega_+^2 + \frac{e\mu_0 H(\rho)}{m_+}(\Omega_+ - \Omega_-) = 0,$$

and from here you can find the difference in angular velocities:

$$\Omega_+ - \Omega_- = -\frac{m_+}{e\mu_0 H(\rho)}\Omega_+^2. \quad (6)$$

In result, equation (4) takes the form

$$\frac{dH}{d\rho} = \rho v \frac{m_+ \Omega_+^2}{\mu_0 H(\rho)},$$

or finally

$$\frac{1}{2} \frac{dH^2}{d\rho} = -\frac{\rho v m_+}{\mu_0} \Omega_+^2. \quad (7)$$

It is convenient to introduce a new independent variable x :

$$x = \int_0^\rho dt v(t) \quad (8)$$

and rewrite the equations (5) и (7) in the form

$$\begin{aligned} \tau \frac{dv}{dx} &= -e\mu_0 H(x) \Omega_-(x) \\ \frac{dH}{dx} &= e\Omega_+(x) \end{aligned} \quad (9)$$

And the equilibrium condition for the proton component should be replaced by the equation (6).

As a result, we have the following system of equations:

$$\begin{aligned} \tau \frac{dv}{dx} &= -e\mu_0 H(x) \Omega_-(x) \\ \frac{\mu_0}{2} \frac{dH^2}{dx} &= -m_+ \Omega_+^2(x) \\ \Omega_+^2 + \frac{e\mu_0 H(x)}{m_+}(\Omega_+ - \Omega_-) &= 0 \end{aligned} \quad (10)$$

This system consists of three equations for four unknowns, therefore one of desired functions can be specified arbitrarily.

Suppose, the function $H(x)$ is specified explicitly. Then, explicit form of the function $\Omega_+(x)$ follows from the equation in the second line of the system (10). Now, as the function $\Omega_-(x)$ can be obtained from the equation in the third line:

$$\Omega_-(x) = \Omega_+(x) \left(1 + \frac{m_+ \Omega_+(x)}{e\mu_0 H(x)}\right). \quad (11)$$

And finally, it remains to obtain the function $v(x)$ by integrating in the first line

$$v(x) = -\frac{e}{\tau_0} \int_0^x dy H(y) \Omega_-(y). \quad (12)$$

The last step is to pass from the variable x to the coordinate ρ that can only be done numerically. We chose the function $H(x)$ as

$$H = H_0 \cos^2 \frac{lx\pi}{2} \quad (13)$$

assuming that it has a maximum on the axis and decreases to zero at the magnetic flux tube boundary. We take the value of tension from observations of sunspots $H_0 = \frac{2}{5} \cdot 10^{-8} A/m$, temperature in the convection zone $T = 10^6 K$ and density 10 kg/m^3 . In these conditions, the numerical density v plasma is equal to $6 \cdot 10^{27} \text{ m}^{-3}$ inside magnetic flux tube and 10^{27} m^{-3} outside, also $l^{-1} \approx 2 \cdot 10^{34} \text{ m}^{-1}$.

The content of the model constructed in this paper is completely predetermined by the analytical solution of the system of equations (8) and (10).

The system (10) it is completely solvable and gives all the desired values as a functions of the variable x , which be stay unknown. In the scope of the constructed semi-analytical model, the radius of the tube with the selected parameters turned out to be equal $2.06 \cdot 10^6 \text{ m}$. The central part is characterized by an almost constant value of magnetic field strength and a plasma density close to zero. At the periphery, the plasma density rises sharply to an external value, while the magnetic field strength also drops sharply to zero. The model well explains the phenomenon buoyancy of magnetic tube, since it requires that the plasma density inside the tube be lower than outside it. As a result, the tube explodes as it moves upward, in this time the pressure around it decreases and reaches a certain critical value.

As a result, we have the model that determines the relationships between the characteristics of the tube and the surrounding plasma. For example, between the pressure and the maximum value of the magnetic force in the magnetic tube. Something parameters calculated within that analytical model will undoubtedly prove to be very instructive for the understanding of solar phenomena.

ОСОБЕННОСТИ ИЗМЕНЕНИЯ СОЛЯРНОГО КЛИМАТА ЗЕМЛИ В СОВРЕМЕННУЮ ЭПОХУ

Федоров В.М.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

FEATURES OF CHANGES IN THE SOLAR CLIMATE OF THE EARTH IN THE MODERN ERA

Fedorov V.M.

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The results of the analysis of the performed calculations of the Earth's insolation were presented. The main trends in the change of the modern solar climate are determined. This is an increase in latitude contrast and smoothing of seasonal differences. The relationship between the meridional insolation gradient and the average annual energy transfer in the ocean-atmosphere system was shown. The features of the annual and semi-annual meridional gradient of insolation and the relationship of the latitudinal regions of maximum changes with the spatial localization of circulation cells (Hedley, Ferrell, Polar) and the areas of generation and development of vortex formations (tropical and extratropical cyclones) were shown. The possible relationship between the decrease in the inclination of the Earth's rotation axis and the strengthening of the meridional insolation gradient with an increase in climatic turbulence was noted.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-415-418

Вариации приходящей к Земле солнечной радиации в основном определяются двумя причинами, имеющими различную физическую природу. Одной из причин является изменение активности в излучении Солнца. Другая причина связана с небесно-механическими процессами, изменяющими элементы земной орбиты и наклон оси вращения [2]. Под солярным климатом Земли понимается рассчитываемое теоретически поступление и распределение солнечной радиации на верхней границе атмосферы (ВГА) или на поверхности Земли без учета атмосферы [2]. При этом изменение активности Солнца не учитывается.

Инсоляция рассчитывалась с большим пространственным и временным разрешением [4, 7, 8]. Расчеты выполнялись по данным высокоточных астрономических эфемерид [9] для всей поверхности Земли (без учета атмосферы) в интервале с 3000 г. до н.э. по 2999 г. н.э. Исходными астрономическими данными для расчетов инсоляции были склонение и эклиптическая долгота Солнца, расстояние от Земли до Солнца, разность хода равномерно текущего (координатного времени – СТ) и всемирного корректируемого времени (UT). Поверхность Земли аппроксимировалась эллипсоидом (GRS80 – Geodetic Reference System, 1980) с длинами полуосей рав-

ными 6378137 м (большие) и 6356752 м (малая). В общем виде алгоритм расчетов можно представить выражением:

$$I_{nm}(\varphi_1, \varphi_2) = \int_{t_1}^{t_2} \left(\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \sigma(H, \varphi) \left(\int_{-\pi}^{\pi} \Lambda(H, t, \varphi, \alpha) d\alpha \right) d\varphi \right) dt, \quad (1)$$

где I – приходящая солнечная радиация за элементарный n -й фрагмент m -го тропического года (Дж); σ – площадной множитель (m^2), с помощью которого вычисляется площадной дифференциал $\sigma(H, \varphi) d\alpha d\varphi$ – площадь бесконечно малой трапеции – ячейки эллипсоида; α – часовой угол, φ – географическая широта, выраженные в радианах; H – высота поверхности эллипсоида относительно поверхности Земли (м); $\Lambda(H, \varphi, t, \alpha)$ – инсоляция в заданный момент в заданном месте поверхности эллипсоида ($Вт/м^2$), t – время (с). Шаги при интегрировании составляли: по долготе 1° , по широте 1° , по времени $1/360$ часть продолжительности тропического года. Значение солнечной постоянной (среднее многолетнее значение TSI) принималось равным 1361 Вт/м^2 . Изменение активности Солнца не учитывалось [4, 8].

Годовое поступление к Земле солнечной радиации за 5999 лет сокращается всего на $0,005\%$ [6–8]. Однако отмечается увеличение инсоляции в экваториальной области ($0,25\%$) и сокращение в полярных районах ($2,73\%$) – тенденция усиления широтной контрастности в солярном климате. Отмечается сокращение инсоляции в летние для полушарий полугодия ($2,9\%$) и увеличение в зимние ($3,75\%$) – проявляется тенденция сглаживания сезонных различий в солярном климате Земли.

Из-за неравномерности в распределении солнечной радиации на поверхности Земли возникает меридиональный градиент инсоляции (МГИ) [1, 3]. Получено изменение годового МГИ за 5998 лет (рис. 1).

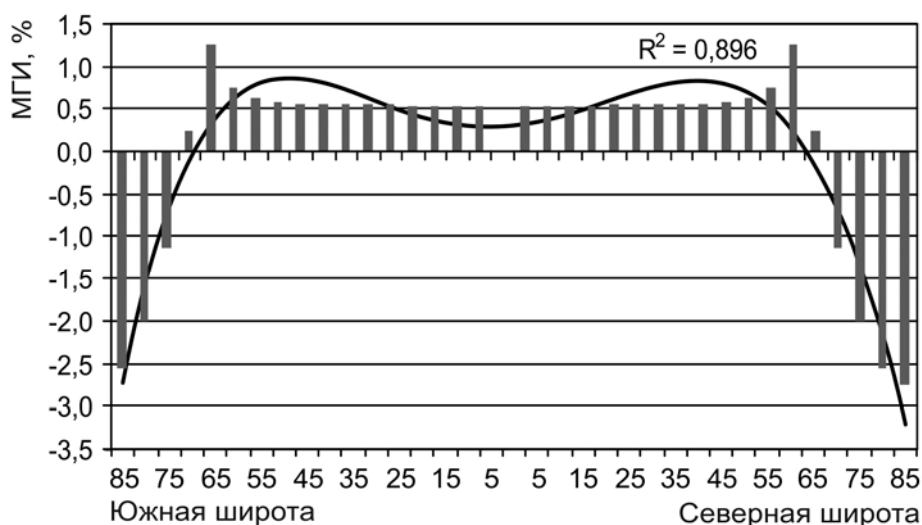


Рис. 1. Изменение годового МГИ за 5998 лет, в процентах относительно среднего.

Максимумы увеличения локализованы вблизи полярных кругов (60° – 70° широты – годовые «зоны турбулентности»). Отмеченные «зоны турбулентности» совпадают с районами максимального развития внетропических циклонов (циклогенеза) в полушариях [1, 3]. В заполярных районах отмечается уменьшение МГИ. Увеличение годового МГИ приходится на области локализации циркуляционных ячеек Хедли и Ферреля в атмосфере.

Определены многолетние изменения МГИ для зимнего и летнего (в северном полушарии) полугодия (рис. 2).

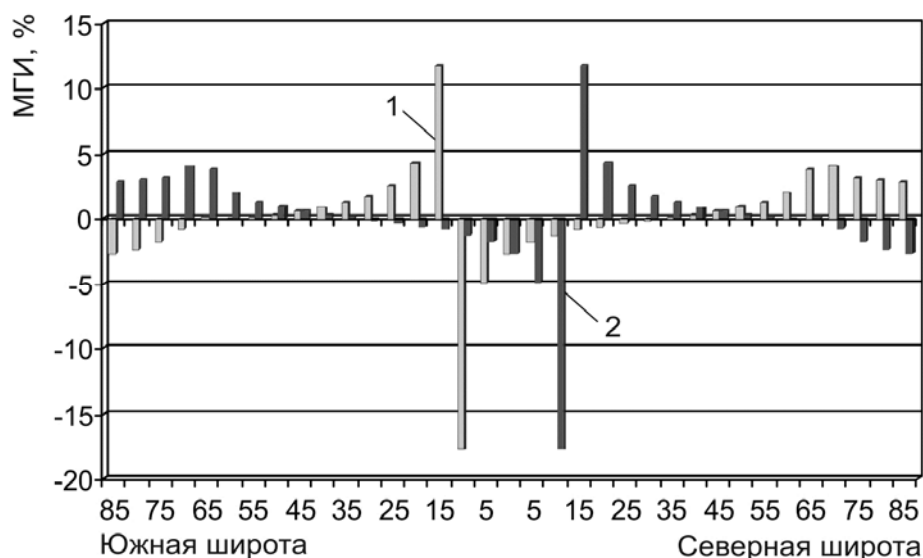


Рис. 2. Изменение МГИ в зимнее (1) и летнее (2) полугодие для северного полушария за 5998 лет в процентах относительно среднего.

Значения МГИ максимально увеличиваются в зимнее (для северного полушария) полугодие в широтной зоне 15° – 20° ю.ш. (11,8%) и максимально сокращаются в зоне 10° – 15° ю.ш. (17,8%). В летнее (для северного полушария) полугодие максимальное увеличение (11,8%) отмечается в широтной зоне 10° – 15° с.ш., максимальное сокращение (17,8%) в широтной зоне 5° – 10° с.ш. Таким образом, в летних полушариях выделяются сезонные «зоны турбулентности» расположенные в широтном диапазоне 5° – 20° градусов широты. Здесь в соседних 5-ти градусных широтных зонах отмечаются максимальные расхождения в тенденциях изменения летнего МГИ. Сезонные «зоны турбулентности» совпадают с областями генерации тропических циклонов (80% которых формируется в пределах диапазона 10° – 20° широты). В полярных областях (полярные циркуляционные ячейки) в зимние полугодия в полушариях отмечается увеличение МГИ, в летние полугодия сокращение. С вихревым переносом энергии связана работа «тепловой машины первого рода», механизма меридионального переноса тепла из низких широт в высокие.

Полученное среднее распределение годового МГИ (рис. 1) сравнивалось с меридиональным распределением среднего годового переноса энергии в системе океан – атмосфера приведенным в работах Лоренца [1] и Пальмена, Ньютона [3]. Коэффициент корреляции между средними значениями годового МГИ и значениями переноса энергии в системе океан – атмосфера составил 0,98 (линейная связь). При этом численные значения переноса энергии в системе океан – атмосфера в работах [1, 3] в среднем в 6–7 раз, превосходят значения МГИ, что может быть связано с участием в переносе энергии в системе океан – атмосфера водных и воздушных масс.

Поскольку перенос энергии в системе океан – атмосфера определяется МГИ, то и полученные для него особенности могут проявляться и в системе океан – атмосфера (возрастание интенсивности циркуляции в ячейках общей циркуляции атмосферы, усиление вихревого переноса энергии и климатической турбулентности). Отмечаемые для современной эпохи особенности солярного климата Земли связаны с уменьшением наклона оси вращения Земли в результате прецессии [2, 7, 8].

Учет вариаций солнечной радиации разной физической природы [5] позволяет получить полную и объективную оценку возможных изменений как общего потока солнечной радиации, так и глобального климата Земли, поскольку солнечная радиация является основным источником энергии гидрометеорологических процессов.

Литература

1. *Лоренц Э.Н.* Природа и теория общей циркуляции атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1970. 260 с.
2. *Миланкович М.* Математическая климатология и астрономическая теория колебаний климата. М.–Л.: ГОНТИ, 1939. 208 с.
3. *Пальмен Э. Ньютон Ч.* Циркуляционные системы атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 616 с.
4. *Федоров В.М., Костин А.А.* Вычисление инсоляции Земли для периода от 3000 г. до н.э. до 2999 г. н.э. // *Процессы в геосредах*, 2019. № 2. С. 254–262.
5. *Федоров В.М.* Анализ составляющих различной физической природы в межгодовой изменчивости полного потока солнечного излучения // *Астрономический вестник*, 2019. Т. 53. № 5. С. 394–400. DOI:10.1134/S0320930X19040029
6. *Фёдоров 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
7. *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/UFNr.2017.12.038267
8. *Fedorov V.M., Frolov D.M.* Spatial and temporal variability of solar radiation arriving at the top the atmosphere // *Cosmic Research*, 2019. V. 57. № 3. Pp. 156–162. DOI: 10.1134/S0010952519030043
9. <http://ssd.jpl.nasa.gov> – NASA, Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology (JPL Solar System Dynamics). Электронный ресурс национального аэрокосмического агентства США.

МИКРОВОЛНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛИ ПРИ НАЛИЧИИ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ВИСТЛЕРОВ

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*

MICROWAVE RADIATION OF A FLARE LOOP IN THE PRESENCE OF WHISTLER TURBULENCE

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*

In this paper, self-consistent interactions of fast electrons with the whistler turbulence in the corona plasma is investigated, when the particles not only scatter on the Whistler turbulence, but also change the turbulence itself through the mechanism of resonance interaction. Microwave radiation of fast electrons under turbulence conditions is considered.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-419-422

Микроволновое излучение активной области солнечной короны формируется быстрыми электронами, инжектируемыми во вспышечную петлю из области энерговыделения [1–7]. Характеристики микроволнового излучения определяются величиной магнитного поля, плотностью фоновой плазмы петли и распределением быстрых электронов. Ранее авторами настоящей статьи в работе [8] исследовалось влияние турбулентности на распределение быстрых электронов для случая, когда турбулентность вистлеров в петле была задана и постоянна во времени. Целью же настоящей работы является исследование согласованного взаимодействия быстрых электронов и генерируемой ими вистлеровской турбулентности, когда частицы не только рассеиваются на турбулентности вистлеров, но и через механизм резонансного взаимодействия влияют на интенсивность самой турбулентности.

Описание модели

Рассматривается одномерная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с неоднородным по длине магнитным полем и плотностью заполняющей ее холодной фоновой плазмы. В вершине петли производится нестационарная инжекция быстрых нетепловых электронов. Начальным источником вистлеров в петле является процесс конверсии БМЗ волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [2]. Начальная плотность энергии волн соответствует спектру Колмогорова

$W_0 \sim k^{-q}$. При продольном распространении волн частота ω и волновое число k в каждой точке петли с координатой s связаны дисперсионным соотношением [2]:

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где $\omega_p(s)$ – плазменная частота, $\omega_e(s)$ – гирочастота электронов. Полагая турбулентность слабой [2], будем использовать для описания взаимодействия быстрых электронов с вистлерами квазилинейное приближение [3, 4]. При взаимодействии волна-частица [2] для электронов с энергией $E = \gamma - 1$ ($\gamma^{-2} = 1 - v^2/c^2$) и косинусом питч-угла μ ($|\mu| \leq 1$) согласно условию Черенкова-Доплера $\omega - \mu vk = \omega_e / \gamma$ может быть определена резонансная волна с волновым числом k_r , с которой у электрона происходит энергообмен. Такое взаимодействие на циклотронном резонансе может приводить как к затуханию вистлеров, так и к их нарастанию (мазер-эффект [4]). Для исследования этих процессов рассмотрим плотность энергии турбулентности $W(k, s, t)$, которая, согласно геометрическому приближению [2], описывается уравнением [4]:

$$\dot{W} = \frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} = 2\eta W.$$

Здесь v_g групповая скорость пакета продольных волн. Инкремент затухания η определяется мощностью излучения G_k вистлеров и анизотропией функции распределения быстрых электронов $f(E, \mu, s, t)$ [3, 4]:

$$\eta(k, s, t) = \frac{4\pi^4}{m_e} \int G_k 2v \left\{ \frac{\partial f}{\partial E} + \frac{1}{\mu\beta^2\gamma^3} \left(\frac{\omega_e}{\omega} - 1 + \mu^2 \right) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right\}_{\mu=\mu_r} dE, \text{ где}$$

$$G_k = \frac{e^2}{4\pi c^2} \frac{\omega \cdot v_g}{k} v^2 (1 - \mu_r^2), \quad v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}, \quad \gamma = 1 / \sqrt{1 - (v/c)^2}, \quad \mu_r = \frac{\omega - \omega_e / \gamma}{k_r \cdot v}.$$

Кинетика и рассеяние быстрых электронов в ловушке на турбулентности вистлеров, в рамках квазилинейной теории, описывается уравнением Фоккера-Планка [5] для функции распределения $f(E, \mu, s, t)$, где коэффициент диффузии на турбулентности вистлеров вычисляется как [6]:

$$D_{\mu\mu}^W = \frac{\pi\omega_e}{2B^2} (1 - \mu^2) \sum_r k_r W(k_r).$$

Инжекция быстрых электронов в петлю задается функцией инъекции $S(E, \mu, s, t)$ со степенным энергетическим спектром и гауссовым спектром по остальным независимым координатам.

Результаты моделирования и обсуждение

При отсутствии воздействия быстрых электронов на вистлеры с изначально заданной спектральной мощностью W_0 в [8] нами было показано, что при определенном уровне мощности вистлеровская турбулентность эффективно рассеивает быстрые электроны в конус потерь. Наиболее эффективно рассеиваются высокоэнергичные электроны с энергией более 100 кэВ, которые, кстати, очень слабо рассеиваются на частицах фоновой плазмы из-за кулоновского взаимодействия. Особенностью динамики микроволнового излучения при этом является постепенное укрупнение наклонного частотного спектра в оптически тонкой области ($f > f_{peak}$).

При учете взаимного влияния вистлеров и быстрых электронов, динамика изменения плотности $W(\omega, s, t)$ определяется знаком и величиной инкремента затухания. Анализ инкремента $\eta(\omega, s, t)$ показывает, что его знак определяется наклоном степенного энергетического спектра (всегда отрицательным) и степенью поперечной анизотропии пичч-углового распределения резонансных электронов. При существенной анизотропии знак инкремента может стать положительным. Последнее обстоятельство говорит о возможности не только затухания вистлеровской турбулентности, но и её нарастания (генерации). Подробнее об условиях затухания и генерации вистлеров можно найти в статье [9] данного сборника.

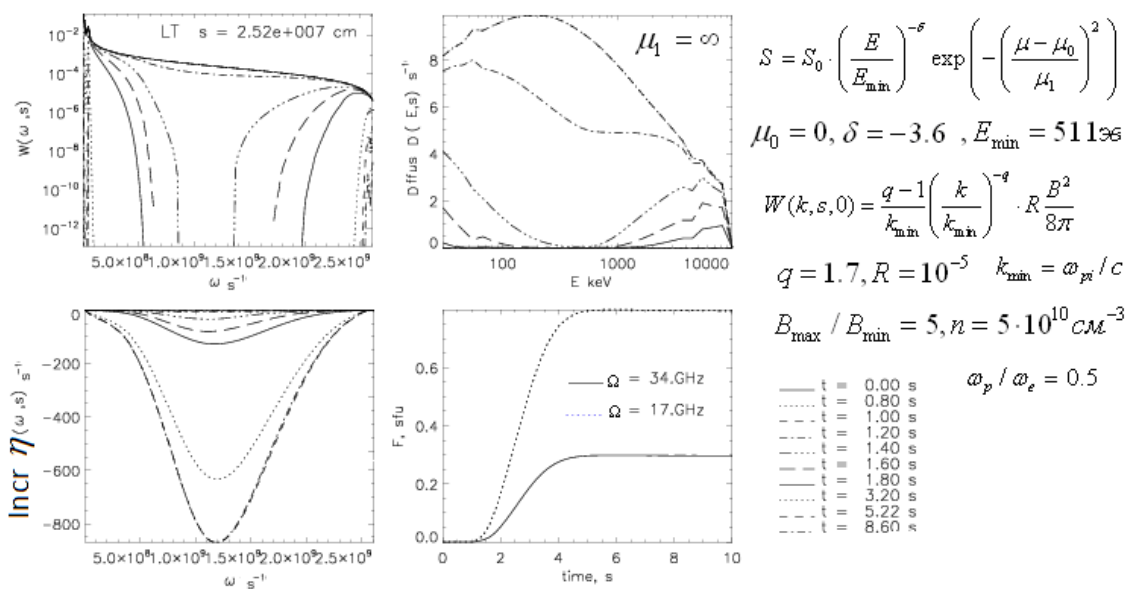


Рис. 1.

На рис. 1 приведены рассчитанные в центре петли (точка LT) частотные профили плотности энергии W вистлеров и инкремента ее нарастания для случая изотропной пичч-угловой инжекции электронов ($\mu_1 = \infty$) и с показателем наклона энергетического спектра $\delta = -3.6$. Приведены также значения коэффициента пичч-угловой диффузии D электронов на вистле-

рах. Как видно из рисунка, для принятых параметров наблюдается отрицательные значения инкремента и соответствующее этому сильное затухание турбулентности вистлеров из-за её поглощения нетепловыми электронами. В итоге инжектированные электроны рассеиваются в конус потерь магнитной ловушки очень слабо, а интенсивность микроволнового излучения $F(\Omega, s, t)$ держится на постоянном уровне.

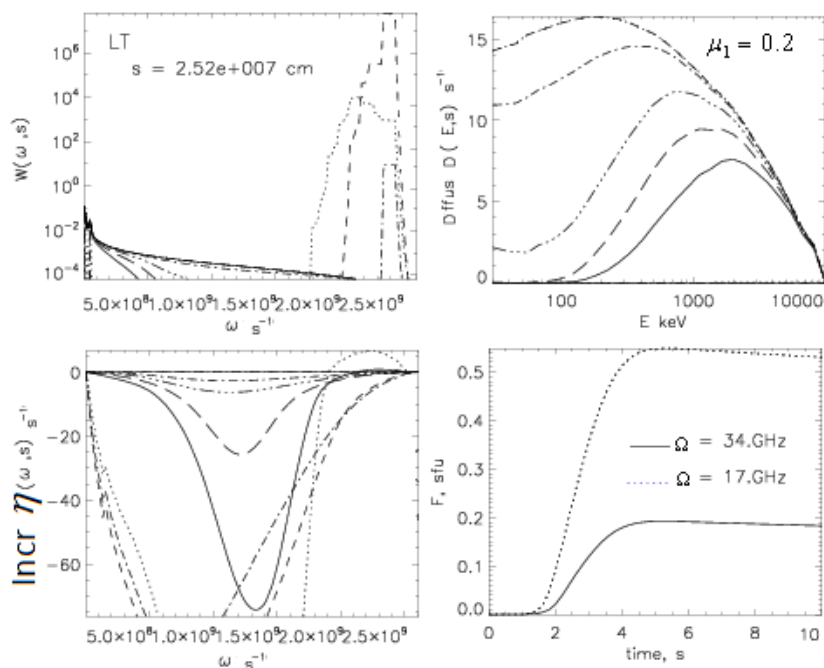


Рис. 2.

Рассмотрим теперь случай, когда электроны инжектируются в ловушку с относительно большой начальной поперечной анизотропией (с шириной $\mu_1 = 0.2$). Как видим на рис. 2, картина изменяется, наблюдается генерация вистлеров высоких частот и рассеяние быстрых электронов на них. Соответственно, интенсивность микроволнового излучения в этом случае заметно уменьшается на фазе спада инжекции электронов.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 18–02–00856, 17-52-80064 и Программы ПРАН.

Литература

1. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы солнца и звезд. – М.: Наука, 2018, – 392 с.
2. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972, – 440 с.
3. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V. 37, № 4, P. 353-365.
4. Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альфеновские мазеры, ИПФАН, 1986, – 190 с.
5. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys.J., 1992, V. 398, № 10, P. 350-358.
6. Minoshima T., Masuda S., Miyoshi Y., Kusano K. // ApJ. 2011, V. 732, № 10. P. 1-7.
7. Stepanov A.V., Tsap Y.T. // Solar Physics, 2002, V. 211, P. 135-154.
8. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.
9. Мельников В.Ф., Филатов Л.В. / Труды по ССЗФ-2019, ГАО РАН, СПб, 2019.

СВЯЗЬ МЕЖДУ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМИ ТОКАМИ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И., Куценко А.С.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Республика Крым, Россия

RELATION BETWEEN ELECTRIC CURRENTS AND ULTRAVIOLET RADIATION OF THE ACTIVE REGION

Fursyak Yu.A., Abramenko V.I., Kutsenko A.S.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Using data from Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) and Atmospheric Imaging Assembly (AIA) in the band 193\AA onboard Solar Dynamics Observatory (SDO) spacecraft we analyzed a relationship between the electric currents and intensity of ultraviolet (UV) radiation in an active region (AR) NOAA 12192 observed from October 22 to October 25, 2014. Basing on vertical electric currents data and potential field calculations, we derived the global electric current distributed over a large area around the main sunspot. We also calculated the total intensity of ultraviolet radiation. We found that there is a good correlation ($k = 0.63$) between the magnitude of the global electric current and the intensity of UV radiation in the corona. It is possible to suggest that ohmic dissipation of large-scale current systems makes a significant contribution to the heating of coronal structures. The relationship between the temporal changes of the global current in the AR and the heating of the corona is in accordance with the concept of the contour model of the current-carrying loop.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-423-426

Исследование электрических токов в активной области (АО) является одним из важных направлений современной физики Солнца. Обусловлено это тем, что при относительной простоте вычисления токи несут в себе много информации, являясь эквивалентом свободной магнитной энергии, реализуемой во вспышках и иных диссипативных процессах в атмосфере Солнца. Современные исследования указывают на существование в верхних слоях атмосферы Солнца и солнцеподобных звезд крупномасштабных токов [1], связанных не только со вспышками различной мощности, но и с нагревом коронального вещества. Целью нашей работы является изучение характера взаимосвязи между временными изменениями ранее обнаруженных крупномасштабных электрических токов [2, 3] и ультрафиолетовым излучением АО в короне.

В работе использованы данные приборов HMI/SDO (SHARP-магнитограммы компонент вектора магнитного поля в фотосфере, серия hmi.sharp_720s) и AIA/SDO (интенсивность ультрафиолетового (УФ) излучения в полосе 193\AA в короне, серия aia.lev1_euv_12s), доступные по адресу <http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html>. Для идентификации вспышек, связанных с исследуемой АО, использованы данные космического аппара-

та GOES-15 о потоке рентгеновского излучения в диапазоне 1–8Å на орбите Земли, доступные на сайте

<https://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/index.html>.

Объект исследований – область NOAA12192. Время мониторинга – 22–25 октября 2014 года. В выбранный временной промежуток исследуемая АО находилась в пределах $\pm 30^\circ$ от центрального меридиана, что позволило минимизировать ошибки в расчетах, связанных с эффектом проекции.

Вычисление вертикальных электрических токов выполнено интегральным методом, впервые примененным для подобных задач в [2, 4] и детально описанного в [5]. На картах распределения величины плотности вертикального электрического тока (рис. 1) видны мелкомасштабные токи и протяженные токовые структуры, являющиеся, по-видимому, отражением горизонтальных токовых жгутов. Низкий разбаланс электрических токов в АО ($< 1\%$) позволяет предположить, что токовые структуры всех масштабов являются замкнутыми в пределах исследуемой области. При этом мелкомасштабные токи замыкаются, по-видимому, в низких петлях.

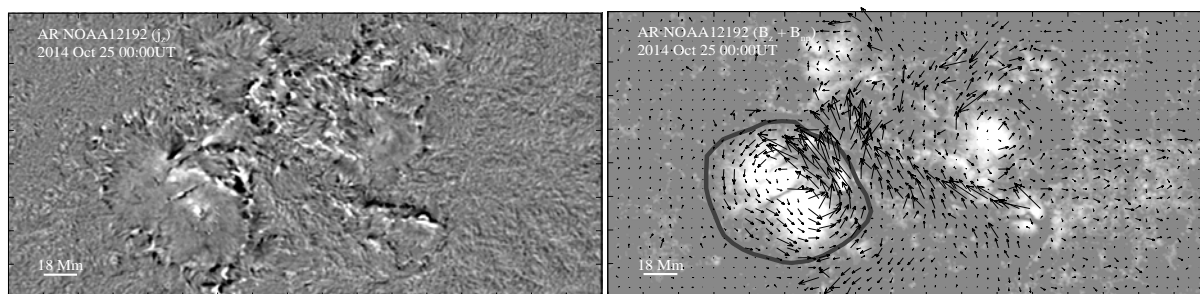


Рис. 1. Слева – карта плотности вертикального электрического тока в АО NOAA 12192 в 00:00UT 25 октября 2014 года. Карта нормирована от -0.015 A m^{-2} (черное) до 0.015 A m^{-2} (белое). Справа – модуль продольной компоненты магнитного поля (фон) для того же момента времени с нанесенными азимутами непотенциальной компоненты поперечного поля АО (черные стрелочки). Жирной серой кривой указан контур, внутри которого по карте распределения величины вертикального тока был рассчитан глобальный электрический ток.

Крупномасштабные электрические токи на картах распределения величины вертикального тока не обнаруживаются, выявить их наличие можно лишь косвенными методами. Суть метода, предложенного нами в [3], сводится к тому, что электрический ток создает вокруг себя вихревое (непотенциальное) магнитное поле. Восстановив потенциальное поле исследуемой АО и сравнив его с наблюдаемым горизонтальным полем, можно выделить непотенциальную компоненту поля, на которой будут хорошо видны вихревые структуры вокруг крупных пятен АО, обусловленные наличием распределенных по площади крупномасштабных токов. Если теперь очертить контур вокруг пятна так, чтобы внутри него преобладало одно направление закрутки непотенциальной компоненты поля и далее по карте токов сосчитать суммарный электрический ток внутри контура, то

получим величину распределенного (глобального) электрического тока (I_{glob}) в заданный момент времени. Проведя аналогичные расчеты для всего времени наблюдения (22–25 октября 2014 года), мы получаем динамику величины глобального тока в АО NOAA 12192 с временным разрешением в 12 минут (рис. 2).

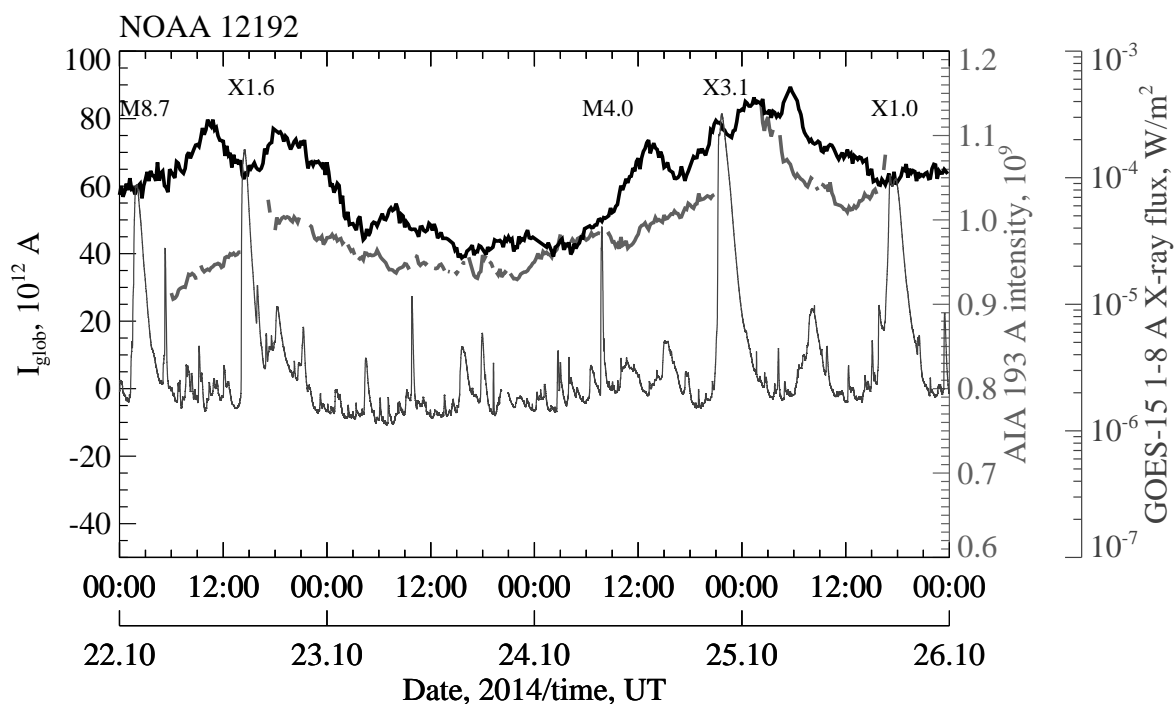


Рис. 2. Временные изменения величины глобального электрического тока (черная жирная кривая) и суммарной интенсивности УФ излучения в полосе 193Å (жирная серая кривая) за время мониторинга области NOAA12192. Тонкой серой кривой указан поток рентгеновского излучения в диапазоне $1\text{--}8\text{Å}$ на орбите Земли (данные GOES-15). Отмечены наиболее мощные вспышки, ассоциированные с исследуемой АО.

Низкий разбаланс электрических токов в АО позволяет предположить, что глобальный ток, как и токи более мелких масштабов, замыкается в пределах исследуемой области. Но если мелкомасштабные токовые структуры замыкаются в относительно низких петлях, то глобальный ток уходит в хромосферу и корону и связан с корональной динамикой АО. Значительная часть энергии, выносимой глобальным электрическим током, тратится на различные диссипативные процессы. Омическая диссипация электрических токов является одним из механизмов нагрева корональных петель [6]. Если предположение о том, что глобальный ток действительно уходит в верхние слои атмосферы Солнца, является верным, то должна существовать связь между динамикой глобального тока и интенсивностью УФ излучения в короне над исследуемой АО.

Для вычисления суммарной интенсивности УФ излучения в короне использованы AIA/SDO фотогелиограммы полного диска Солнца в полосе

193Å, из которых вырезаны патчи, соответствующие размерам SHARP-магнитограмм HMI/SDO. Для каждой SHARP магнитограммы HMI/SDO были выбраны соответствующие по времени данные AIA/SDO. Суммарная интенсивность в ультрафиолете рассчитывалась как сумма интенсивностей во всех пикселях выделенного патча AIA/SDO. Временные изменения интенсивности УФ излучения в полосе 193Å для области NOAA12192 за время мониторинга представлены на графике рис. 2 серой жирной линией.

Следует обратить внимание на разрывы в данных о суммарной интенсивности УФ излучения АО. Связаны они с тем, что во время вспышек наблюдается сильная засветка в УФ диапазоне, и прибор AIA/SDO наблюдает в другой моде. Поэтому данные в эти временные интервалы нами в дальнейших расчетах не использовались.

Несмотря на значительную скважность данных, остается достаточно информации, чтобы увидеть, что величина глобального тока и суммарная интенсивность УФ излучения в полосе 193Å ведут себя квазисинхронно (коэффициент корреляции $k = 0.63$). Полученные результаты позволяют сделать следующие выводы:

1. Наличие хорошей ($k = 0.63$) корреляции между величиной глобального электрического тока и интенсивностью излучения в ультрафиолете свидетельствует о том, что обнаруженный нами крупномасштабный электрический ток действительно уходит в корону.

2. Омическая диссипация крупномасштабных токовых систем вносит существенный вклад в нагрев корональных структур, наряду с иными процессами, такими как тиринг-неустойчивость, нагрев диссипацией альвеновских волн, микровспышки, испарение хромосферного вещества в корону и т.д.

3. Связь между временными изменениями глобального тока в АО и нагревом короны находится в соответствии с концепцией контурной модели токонесящей петли, предложенной в [7]. Согласно этой модели, крупномасштабные электрические токи должны существовать в короне и участвовать в нагреве корональных петель.

Литература

1. Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V. // Radiophysics and Quantum Electronics. 2016. 59. 3. 169-176.
2. Abramenko V.I., Gopasyuk S.I., Ogir' M.B. // Solar Physics. 1991. 134. 287-297.
3. Fursyak Yu.A., Kutsenko A.S., Abramenko V.I. // Solar Physics. 2019 (in print).
4. Абраменко В.И., Гонасюк С.И. // Изв. Крымск. астрофиз. обс. 1987. 76. 147-168.
5. Fursyak Yu.A. // Geomagnetism and Aeronomy. 2018. 58. 8. 1129-1135.
6. Holman G.D. // Astrophys. J. 1985. 293. 584-594.
7. Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Urpo S., Pohjolainen S. // Astron. Astrophys. 1998. 337. 887-896.

О РАСЩЕПЛЕНИИ ПОЛОС НА ДИНАМИЧЕСКИХ СПЕКТРАХ РАДИОВСПЛЕСКОВ II ТИПА

Цап Ю.Т.^{1,2}, Исаева Е.А.³, Копылова Ю.Г.²

¹*КрАО РАН, п. Научный, Крым, Россия*

²*ГАО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

³*Радиоастрономический институт НАН Украины, Харьков, Украина*

ON THE SPLITTING OF BANDS ON THE DYNAMIC SPECTRA OF TYPE II RADIO BURSTS

Tsap Yu.T.^{1,2}, Isaeva E.A.³, Kopylova Yu.G.²

¹*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg*

³*Radio Astronomy Institute of the NAS of Ukraine, Kharkov, Ukraine*

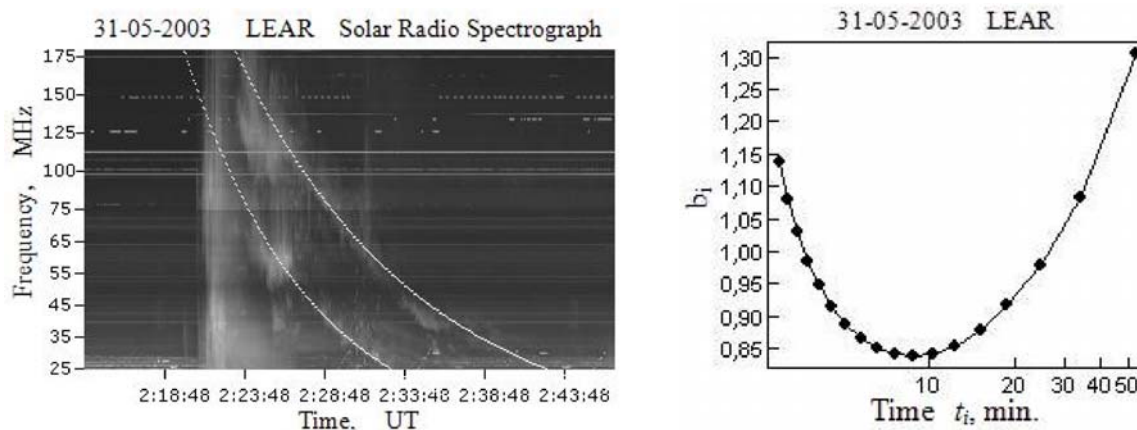
Based on the analysis of dynamic spectra of solar flare radiation in the meter wavelength range obtained with RSTN the evolution of the split parameters of type II solar radio bursts is considered. The relative band-splitting behaves non-monotonically and its values vary in a wide range from 0.1 to 3. This can be explained by the generation of electromagnetic waves near fundamental and second harmonics of plasma frequency and the density jump in the vicinity of a shock front. It has been shown that the joint action of these two mechanisms can result in the change of the relative band-splitting from 0 to 3. Diagnostics of the solar coronal plasma and magnetic field within the framework of a model suggested the relationship between the band-splitting and the density jump is discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-427-430

В настоящее время не вызывает сомнений, что солнечные радиовсплески II типа генерируются в области фронта ударных волн [1–4]. Часто на динамических спектрах можно наблюдать две близко расположенные полосы, ведущие себя схожим образом как по интенсивности, так и скорости дрейфа на протяжении десятков минут [2–7]. По разным оценкам, в дециметровом и метровом диапазонах длин волн до 30% от общего числа событий обнаруживают расщепление на высокочастотную и низкочастотную компоненты с характерным значением отношения частот 1.9 ± 0.3 [8]. Усреднение характеристик частотного расщепления не всегда адекватно отражает природу рассматриваемого явления и может приводить к некорректным выводам. В связи с чем чрезвычайно плодотворным может оказаться изучение эволюции полос излучения радиовсплесков. Расщепление обычно характеризуют относительной величиной $b = (f_2 - f_1)/f_1$, где f_1 и f_2 – частоты, соответствующие низкочастотной (1) и высокочастотной (2) компоненте (см. также [5, 6]). Наблюдаемое расщепление ассоциируют с двумя механизмами. Если b близко к единице, то говорят об излучении на первой и второй гармониках в области, находящейся либо впереди, либо

позади фронта ударной волны [9]. Предполагается, что неравновесные электроны возбуждают ленгмюровские волны L вблизи фронта на частоте близкой к плазменной f_p , которые затем трансформируются в электромагнитные волны T . В результате их рассеяния ($L \rightarrow T(f_p) + S$) возбуждается первая гармоника, а вследствие слияния ($L + L' \rightarrow T(2f_p)$) – вторая, где S соответствует ионно-звуковой моде [3]. Если $b \ll 1$, то его связывают с генерацией электромагнитных волн на одной гармонике, но по обе стороны фронта ударной волны. Именно этот механизм обычно и привлекают для диагностики плазмы и магнитных полей в короне Солнца [4, 7, 9–12]. Хотя теоретические оценки свидетельствуют скорее в пользу более эффективной генерации ленгмюровских волн перед фронтом ударной волны [13], все же их нельзя считать до конца убедительными. Вследствие этого можно предположить, что солнечные радиовсплески II типа могут одинаково эффективно генерироваться на разных гармониках как впереди, так и позади фронта ударной волны. В настоящей работе проводится анализ наблюдаемой эволюции относительного расщепления полос b в метровом диапазоне длин волн, рассматриваются спектральные особенности солнечных радиовсплесков II типа и обсуждаются существующие механизмы генерации их тонкой спектральной структуры.

Мы использовали данные наблюдений, полученные с помощью наземной сети RSTN (*Radio Solar Telescope Network*). Анализировались оригинальные записи динамических спектров в диапазоне 25–180 МГц солнечного радиоспектрографа SRS (*Solar Radio Spectrograph*). Исследуемая выборка содержала 112 радиовсплесков II типа, связанных с протонными событиями, за период с 24.11.2000 по 20.12.2014.



Слева: динамический спектр радиовсплеска II типа события 31.05.2003, полученный с помощью радиоспектрографа SRS в Learmonth (Западная Австралия). Справа: зависимость относительного расщепления от времени для этого всплеска.

На рисунке представлен пример динамического спектра, в котором четко выделяются две частотные ветви. Для их аппроксимации использовалась регрессионная модель из работы [14]. Нулевой момент времени

принимался равным началу радиовсплеска на частоте 180 МГц для высокочастотной ветви. Ширина расщепления между полосами характеризовалась относительным расщеплением $b_i = (f_{i,2} - f_{i,1})/f_{i,1}$, где $f_{i,1}$ и $f_{i,2}$ – значения частот, соответствующие моменту времени t_i . На рисунке показаны характерные примеры зависимости b_i от времени t_i . Значения t_i определялись, исходя из шага по частоте, равного 10 МГц. Статистический анализ показал, что с течением времени b_i меняется в широких пределах от 0.1 до 3, и может вести себя немонотонным образом. Если последнее обстоятельство нетрудно связать, например, с изменением альвеновского числа Маха [9], то обнаруженный диапазон значений b_i требует более детального анализа.

Рассмотрим сначала наиболее важный случай, предположив, что генерация радиоизлучения происходит как впереди, так и позади фронта ударной волны на одной и той же гармонике, где электронная концентрация соответственно равна n_1 и n_2 . Поскольку при реализации плазменного механизма излучения частота электромагнитных волн $f \propto \sqrt{n}$, для относительного расщепления имеем формулу $b = \sqrt{n_2/n_1} - 1$, которая лежит в основе метода диагностики солнечной короны [10]. Для ударных волн можно принять максимальное значение $n_2/n_1 = 4$ [12,15]. Если расщепление радиовсплесков II типа обусловлено разностью плотностей впереди и позади ударного фронта, то значения b будут заключены в промежутке от 0 до 1. Отметим, что $b \rightarrow 1$ в предельном случае, когда $n_2/n_1 \rightarrow 4$. Поэтому даже при $f_2/f_1 \approx 2$ не следует исключать, что излучение происходит на одной гармонике. Между тем рассматриваемая модель радиоизлучения не позволяет объяснить наблюдаемое на динамических спектрах расщепление компонент радиовсплесков II типа с $b \geq 1$.

Теперь рассмотрим случай, когда генерация электромагнитных волн может происходить на разных гармониках по обе стороны фронта ударной волны. Чтобы оценить максимальное значение b , будем считать, что генерация радиоизлучения происходит на второй гармонике позади фронта ударной волны, а на первой – впереди последнего. Принимая во внимание $n_2 > n_1$, имеем $b = 2\sqrt{n_2/n_1} - 1$. При $n_2/n_1 = 4$, получим, что максимальное значение $b = 3$. Для оценки минимального значения b будем исходить из предположения, что генерация электромагнитного излучения на второй гармонике происходит впереди фронта, а на первой – позади его. В этом случае $b = \left| \sqrt{n_2/n_1} / 2 - 1 \right|$. Знак модуля отражает тот факт, что на динамических радиоспектрах высокочастотная компонента может генерироваться как впереди, так и позади фронта ударной волны. Вновь полагая $n_2/n_1 = 4$, получим $b = 0$.

Таким образом, в случае генерации электромагнитных волн в разных областях относительно фронта ударной волны и на разных гармониках должно выполняться неравенство: $0 < b < 3$, что хорошо согласуется с

наблюдениями. Поскольку b может быть и гораздо меньше единицы, то его значение не может служить веским доводом в пользу связи наблюдаемого расщепления лишь со скачком плотности на фронте ударной волны. Поэтому метод диагностики плазмы и магнитного поля короны, предполагающий генерацию радиовсплесков II типа впереди и позади фронта ударной волны на одной гармонике [4, 7, 9–12], может приводить к некорректным выводам.

Из полученных результатов следует, что наблюдаемый на динамических спектрах метровых радиовсплесков II типа диапазон значений относительного расщепления полос b не удается объяснить только изменением скачка плотности на фронте ударной волны. Приходится предполагать, что генерация всплесков может эффективно происходить не только впереди, но и позади фронта ударной волны. Определенный вклад способна вносить и неоднородность источника, приводящая к более сильному поглощению электромагнитных волн в низкочастотной или высокочастотной полосе излучения на первой гармонике [16]. Однако при таком подходе не удастся объяснить преобладание на динамических спектрах радиовсплесков II типа двухполосной структуры. При этом нельзя также исключать важную роль иных сценариев генерации радиовсплесков II типа. Вопрос о природе расщепления компонент солнечных радиовсплесков II типа требует дальнейших исследований.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ №18-02-00856-а, Минобрнауки (НИР №0831-2019-0006) и программы ПРАН П-12 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной”.

Литература

1. *Zheleznyakov, V.V.* Radio emission of the Sun and planets. – Oxford: Pergamon Press, 1970.
2. *Wild, J.P., Smerd, S.F.* // *ARA&A*, 1972, 10, 159.
3. *Nelson, G.J., Melrose, D.B.* Type II bursts. Eds. McLean, D.J., Labrum – N.R. 1985, p.333.
4. *Vasanth, V. et al.* // *Solar Phys.*, 2014, 289, 251.
5. *Mann, G. et al.* // *A&A*, 1995, 295, 775.
6. *Mann, G., et al.* // *A&AS*, 1996, 119, 489.
7. *Zimovets, I. et al.* // *A&A*, 2012, 547, id.A6.
8. *Lengyel-Frey, D., Stone, R.G.* // *J. Geophys. Res.*, 1989, 94, 159L.
9. *Vrsnak, B. et al.* // *A&A*, 2001, 377, 321.
10. *Smerd, S.F. et al.* // *Proc. IAU Symp.*, 1974, 57, 389.
11. *Smerd, S.F. et al.* // *ApL*, 1975, 16, 23.
12. *Vrsnak, B. et al.* // *A&A*, 2002, 396, 673.
13. *Du, G. et al.* // *ApJ*, 2014, 793, P.L39.
14. *Isaeva, E.A., Tsap, Yu.T.* // *Odessa Astron. Publ.*, 2017, 30, 222.
15. *Прут, Э.П.* Солнечная магнитогидродинамика. – М: Мир, 1985. – 589 с.
16. *Melrose, D.B.* // *Solar Phys.*, 1987, 111, 89.

КОРОНАЛЬНЫЕ ПЕТЛИ И ОПТИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВСПЫХИВАЮЩИХ ЗВЕЗД

**Цап Ю.Т.^{1,2}, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.²,
Ахтемов З.С.¹, Малащук В.М.¹**

¹*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Крым, Россия*

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

CORONAL LOOPS AND OPTICAL EMISSION FROM FLARING STARS

**Tsap Yu.T.^{1,2}, Stepanov A.V.², Kopylova Yu.G.²,
Akhtemov Z.S.¹, Malashchuk V.M.¹**

¹*Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia*

²*Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia*

The possibility of optical flare emission from coronal loops of solar type stars and M dwarfs is considered. It has been shown that that existence of high density ($> 10^{12} \text{ cm}^{-3}$) coronal loops contradicts to the standard model of solar flares. The possible alternative scenarios have been proposed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-431-434

Введение

В настоящее время благодаря наблюдениям звезд, в первую очередь, поздних спектральных классов в оптическом, радио- и жестком рентгеновском диапазонах имеется много указаний, свидетельствующих о единой природе звездных и солнечных вспышек [1, 2]. При этом полная энергия звездных событий W может значительно превосходить энергию солнечных, достигая 10^{33} – 10^{38} эрг, что намного превосходит максимальную энергию солнечных вспышек $\sim 10^{32}$ эрг. Интерес к оптическим супервспышкам в белом свете особенно усилился после их обнаружения на солнцеподобных звездах в континууме в диапазоне 4300–8300 Å с помощью спутника Kepler [2]. Звездные события пространственно не разрешаются, поэтому вопрос о возможных вспышечных сценариях, несмотря на общепринятую парадигму о связи вспышек с магнитным полем, все еще остается открытым.

Среди механизмов излучения вспышек в белом свете обычно выделяют два: захват нейтральными атомами водорода электронов и рекомбинация в атомах водорода (континуум Пашена из-за свободно-связанных переходов). Не следует также исключать возможный существенный вклад теплового тормозного излучения водородной плазмы и томсоновское рассеяние на свободных электронах фотосферного излучения для лимбовых событий [3]. Обычно считается, что оптический континуум солнечных со-

бытий генерируется на уровне фотосферы/хромосферы Солнца, в частности, в низкотемпературной конденсации, возникающей в результате газодинамического отклика хромосферной плазмы на импульсный нагрев потоком ускоренных электронов [4]. Однако такая интерпретация встречает ряд трудностей, среди которых можно отметить проблему генерации обратного тока, препятствующему проникновению энергии в глубокие слои хромосферы. Возможное ее решение может быть связано с тем, что заметный вклад в оптическое излучение звезд прямо или опосредовано могут давать плотные крупномасштабные корональные петли с концентрацией плазмы $n > 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$ и температурой $T > 10^4 \text{ K}$ [5, 6].

Цель настоящей работы – показать, что предположение о высокой плотности вспышечных корональных петель противоречит стандартной модели солнечных вспышек. Откуда следует необходимость привлечения иных более адекватных подходов.

Магнитные пятна и стандартная модель вспышек

Как известно, вспышки на Солнце происходят в активных областях, где концентрируются фотосферные солнечные пятна, напряженность которых пропорциональна их площади [7]. Поскольку запятненность звезд поздних спектральных классов может достигать 50% [8], то было бы естественно предположить, что напряженности магнитных полей звездных пятен существенно превышают характерные солнечные значения. В связи с этим особую важность приобретают исследования зависимости средней напряженности пятен от фазы солнечного цикла. В частности, отсутствие такой зависимости предполагает, что значения магнитного поля пятен непосредственно не связаны с эффективностью генерации поля посредством динамо-механизма в конвективной зоне. Скорее они зависят от газового давления и динамики плазмы на уровне фотосферы.

Используя данные, полученные на БСТ-2 КрАО РАН, мы исследовали связь усредненных напряженностей магнитных полей солнечных пятен с фазой 24 цикла за период с 2010 по 2018 гг., ограничившись ежегодными данными наблюдений на БСТ-2 КрАО с мая по сентябрь, когда погодные условия наиболее благоприятны для проведения наблюдений. Как видно из рис. 1, усредненные поля с напряженностями $> 1500, 2000$ и 2500 Гс существенно не меняются от цикла к циклу. Поэтому на звездах, несмотря на большую площадь пятен, они едва ли могут существенно отличаться от солнечных. Следовательно, именно значительные пространственные масштабы области вспышечного энерговыделения должны определять более выраженную энергетику звездных событий.

В свете сказанного выше предположим, что вспышечное энерговыделение локализовано в короне на масштабах $L = 10^{10} \text{ см}$, сопоставимых или меньшими радиуса звезд R . Тогда, положив $B = 300-1000 \text{ Гс}$, для запасенной магнитной энергии получим

$$W \approx \frac{B^2}{8\pi} L^3 \approx (3-10) \times 10^{33} \text{ эрг.}$$

Эта явно завышенная с точки зрения эффективности оценка свидетельствует, что в случае супервспышек с $W > 10^{36}$ эрг характерные размеры аркад L должны превосходить 10^{11} см, т.е., по меньшей мере, в разы превышать R .

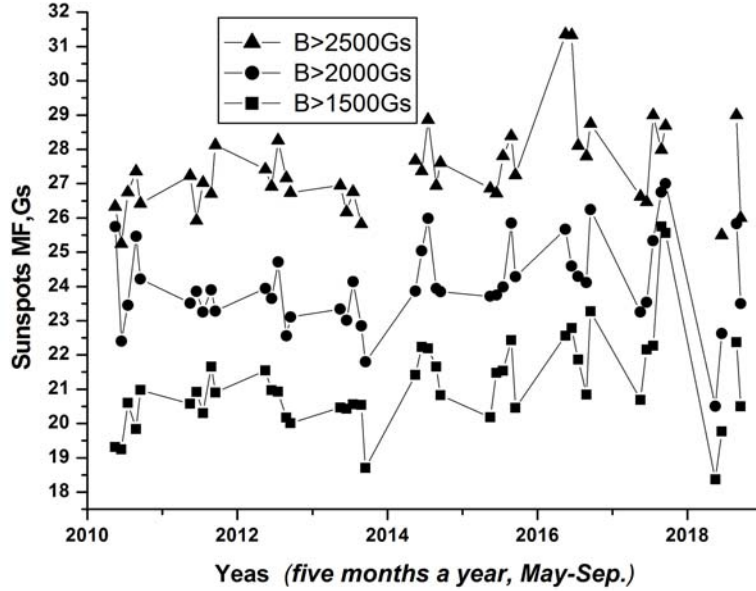


Рис. 1.

Теперь, следуя стандартной модели солнечных вспышек, предположим, что источник первичного энерговыделения находится в вершине магнитных аркад. В этом случае из-за кулоновских столкновений только те электроны могут достигнуть основания аркад, у которых энергия

$$E > E_{loop} \approx 10 \sqrt{N_{19}/\mu}, \quad (1)$$

где

$$N_{19} = 10^{-19} nL/2.$$

Полагая в (1) концентрацию плазмы $n = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, характерную длину петель $L = 10^{10}$ см и питч-угол $\mu = 0.5$, получим $E_{loop} = 300$ кэВ. Приведенная оценка свидетельствует, что ускоренные высоко в короне электроны должны практически полностью терять свою энергию из-за кулоновских столкновений в корональной части аркад. Действительно, если задать спектр нерелятивистских электронов в виде

$$N(E) = AE^{-\delta}, \quad E > E_0,$$

то содержащаяся в низкоэнергичных электронах энергия равна

$$W_L(E_0 \leq E \leq E_{loop}) = \int_{E_0}^{E_{loop}} N(E) E dE \approx A \frac{E_0^{2-\delta}}{(\delta-2)}.$$

Между тем, оценивая энергию высокоэнергичной части спектра электронов следующим образом

$$W_H(E \geq E_{loop}) = \int_{E_{loop}}^{\infty} N(E) E dE \approx A \frac{E_{loop}^{2-\delta}}{(\delta-2)},$$

нетрудно найти следующее важное соотношение

$$\frac{W_L(E_0 \leq E \leq E_{loop})}{W_H(E \geq E_{loop})} \sim \left(\frac{E_{loop}}{E_0} \right)^{\delta-2}. \quad (2)$$

Из (2) видно, что если значение E_{loop} хотя бы в несколько раз превосходит E_0 , то при $\delta > 3$ практически вся энергия ускоренных электронов должна передаваться тепловой плазме корональных петель, что явно противоречит стандартной модели солнечных вспышек, предполагающей эффективный нагрев хромосферы/фотосферы ускоренными частицами.

Полезно также обратить внимание на трудности, связанные и с генерацией нетеплового гиротронного микроволнового излучения в плотных корональных арках из-за эффекта Разина. Так, излучение на частотах $\nu < 20n_e / B$ должно быть подавлено, что при концентрации электронов $n_e = 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $B = 300-1000 \text{ Гс}$ соответствует $\nu = 20-600 \text{ ГГц}$.

Выводы

Нами было показано, что предположение о существовании плотных ($> 10^{12} \text{ см}^{-3}$) корональных петель сталкивается с трудностями, если исходить из стандартной модели солнечных вспышек. В частности, в этом случае ускоренные электроны не в состоянии эффективно передавать энергию хромосферной/фотосферной плазме, ответственной, как считается, за генерацию наблюдаемого оптического излучения. Одно из возможных решений этой проблемы может быть связано с контурной моделью солнечных и звездных вспышек [10].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ N 18-02-00856-а, Минобрнауки (НИР № 0831-2019-0006) и программы ПРАН П-12 “Вопросы происхождения и эволюции Вселенной”.

Литература

1. Benz, A.O. & Guedel M. // Ann. Rev. Astron. Astrophys., 2010, 48, 241.
2. Maehara H. et al. // Nature, 2012, 485, 478.
3. Heinzel P. et al. // Astrophys.J., 2017, 847, 48.
4. Katsova M. & Livshits M. // Solar Phys., 2015, 290, 3663.
5. Heinzel P. & Shibata T. // Astrophys.J., 2018, 859, 143.
6. Nizamov B.A. // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2019, 489, 4338.
7. Bray R.J. & Loughhead R.E. Sunspots. – Moscow, Mir, 1967.
8. Savanov I.S. // Astron. Rep., 2014, 58, 478.
9. Tsap Yu.T., Motorina G.G., Kopylova Yu.G. // G&Ae, 2016, 56, 1104.
10. Zaitsev V.V. & Stepanov A.V. // Solar Phys., 1992, 139, 343.

КИНЕТИКА ПУЧКА УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ С УЧЕТОМ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ОТКЛИКА ВСПЫШЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ

Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н.

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

HYDRODYNAMIC FLARING PLASMA RESPONSE AND KINETICS OF ACCELERATED ELECTRONS

Charikov Yu.E., Shabalin A.N.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

Flaring loop plasma and electron beam dynamics are considered together. The Fokker-Planck equation and a set of HD equations were numerically solved. The one-dimensional and time-dependent problem was considered. At the first step, plasma density, temperature and speed of plasma along the loop were calculated by the RADYN code for initial and boundary conditions at injection electron beam in plasma. Then the electron beam distribution function was calculated using a finite difference scheme for the Fokker-Planck equation and for accounted plasma parameters calculated at the first step. The temporal evolution of the plasma and the beam was considered for several tens of seconds. It was tested different energy fluxes, different values of the lower boundary energy and the exponent of the energy spectra. The effective evaporation of chromospheric plasma into the coronal part of the loop occurs when powerful energy fluxes (10^{11} – 10^{12} erg/cm³s) of accelerated electrons are injected. A similar effect of increasing evaporation is observed when the energy value of the lower boundary of the spectrum is reduced from 25 to 10 keV while maintaining the value of the energy flux. Plasma evaporation leads to an increase in plasma density in the higher parts of the loops (legs) which in turn leads to effective Coulomb collisions of accelerated electrons and an increase in the hard X-ray flux.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-435-438

В стандартной модели солнечных вспышек ускорение электронов происходит в корональной части магнитных конфигураций с довольно сложными магнитными полями (см., например, [1]). Однако моделирование процессов распространения электронов и излучения осуществляется в упрощающих предположениях о структуре поля, концентрации и температуры плазмы вспышечной петли. Обычно численно интегрируется уравнение Фоккера-Планка в стационарной плазме петли с заданными распределениями поля и концентрации плазмы [2–4]. Однако условия стационарности характеристик плазмы в петле не выполняются – уже ранние работы по гидродинамике вспышечной плазмы выявили эффект “испарения”, то есть движение частиц плазмы в корону при распространении ускоренных электронов вниз, в хромосферу [5, 6]. В настоящий момент развито несколько численных гидродинамических кодов расчета параметров плазмы – Pluto, Flash, RADYN. В задаче динамики плазмы и пучка наиболее приемлемым является использование кода RADYN [8], наиболее аккуратно учитываю-

щим излучение от наиболее обильных элементов в различных состояниях возбуждения и использующим в качестве источника нагрева плазмы пучки ускоренных электронов. В коде RADYN численно интегрируются одномерные, нестационарные уравнения одножидкостной ГД. В момент инжекции электронов в верхнюю часть петли задавался спектр – показатель степени δ (выбирался 3 или 5) и значение энергии нижней границы – 25 кэВ или 10 кэВ. Поток ускоренных электронов определялся через задание плотности потока энергии – от 10^{10} до 10^{12} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ в момент инжекции. Длительность инжекции полагалась 20 с, с симметричным ростом и спадом треугольной формы. Начальные условия в плазме петли задавались полуэмпирической моделью атмосферы val [7]. Перейдем к обсуждению результатов. На рис. 1 показаны временные изменения вдоль петли концентрации, температуры и скорости движения плазмы для плотности потока ускоренных электронов $3 \cdot 10^{10}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, жесткого спектра с $\delta = 3$ и граничной энергией 25 кэВ, что характерно для вспышек рентгеновского класса ниже M.

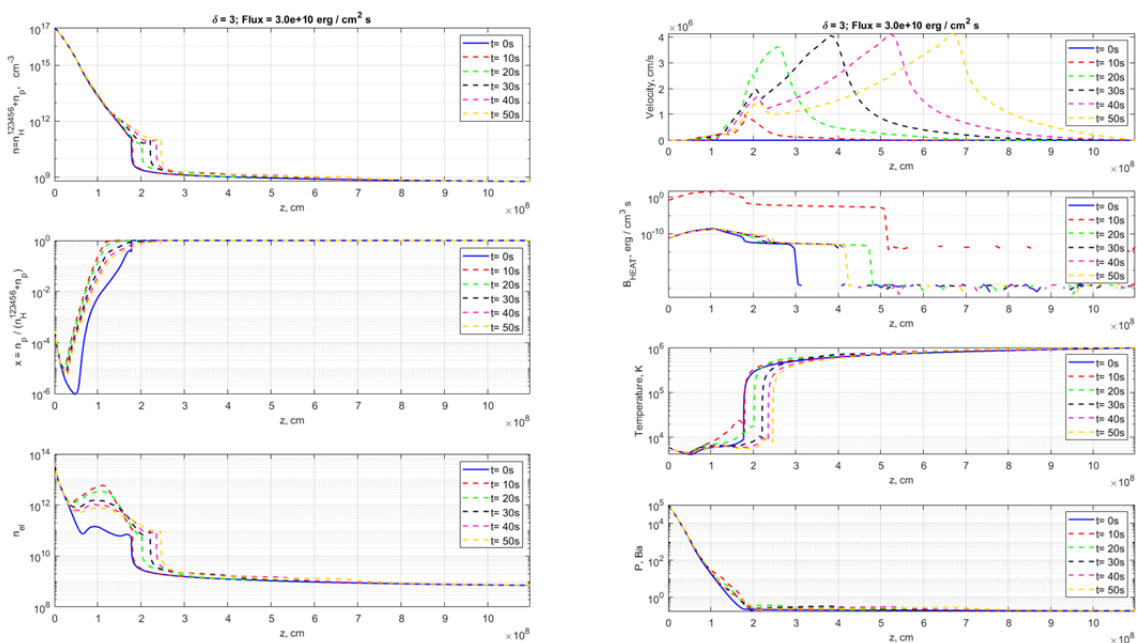


Рис. 1. Концентрация плазмы и электронов, степень ионизации вдоль петли для разных моментов времени (слева); скорость движения нагретой плазмы, температура, давление и источник энергии (справа). $F_e = 3 \cdot 10^{10}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Источник нагрева плазмы – ускоренные электроны. В пике инжекции $t = 10$ с мощность нагрева составляет порядка 10 эрг/ см^3 с и менее на длине $5 \cdot 10^8$ см. Нагрев плазмы приводит к ее испарению вверх – в корону (верхняя панель слева) со скоростями 10 км/с – 40 км/с. Распространение холодной хромосферной плазмы в корону смещает высокотемпературный переходный слой (панель справа) вверх и увеличивает концентрацию плазмы в средней части петли от значений 10^9 см^{-3} до 10^{11} см^{-3} . Кинетиче-

ское рассмотрение динамики изотропного электронного пучка проводилось с учетом магнитного отражения, регулярных потерь энергии, кулоновского рассеяния, обратного тока.

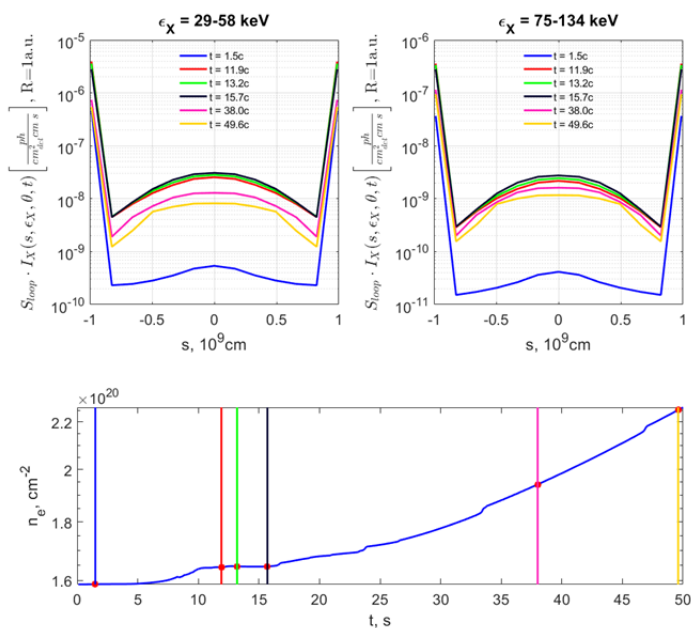


Рис. 2. Распределение ЖР излучения вдоль петли со временем для 2-х диапазонов энергии.

Из анализа кривых на рис. 2 следует, что для данного начального распределения электронов и плазмы для угла наблюдения 90° в начальный момент времени $t = 1.5$ с поток ЖР излучения локализован преимущественно в основаниях, в вершине меньше на 2–3 порядка (нижняя кривая). В процессе инжекции электронов рентгеновский поток возрастает, причем наиболее интенсивно из верхней части петли. Подобное возрастание связано с ростом концентрации плазмы в результате эффекта испарения (рис. 1).

Рассмотрим вариант с мощным источником нагрева плазмы – пусть в момент инжекции плотность потока энергии ускоренных электронов равна 10^{12} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Все остальные параметры остаются прежними.

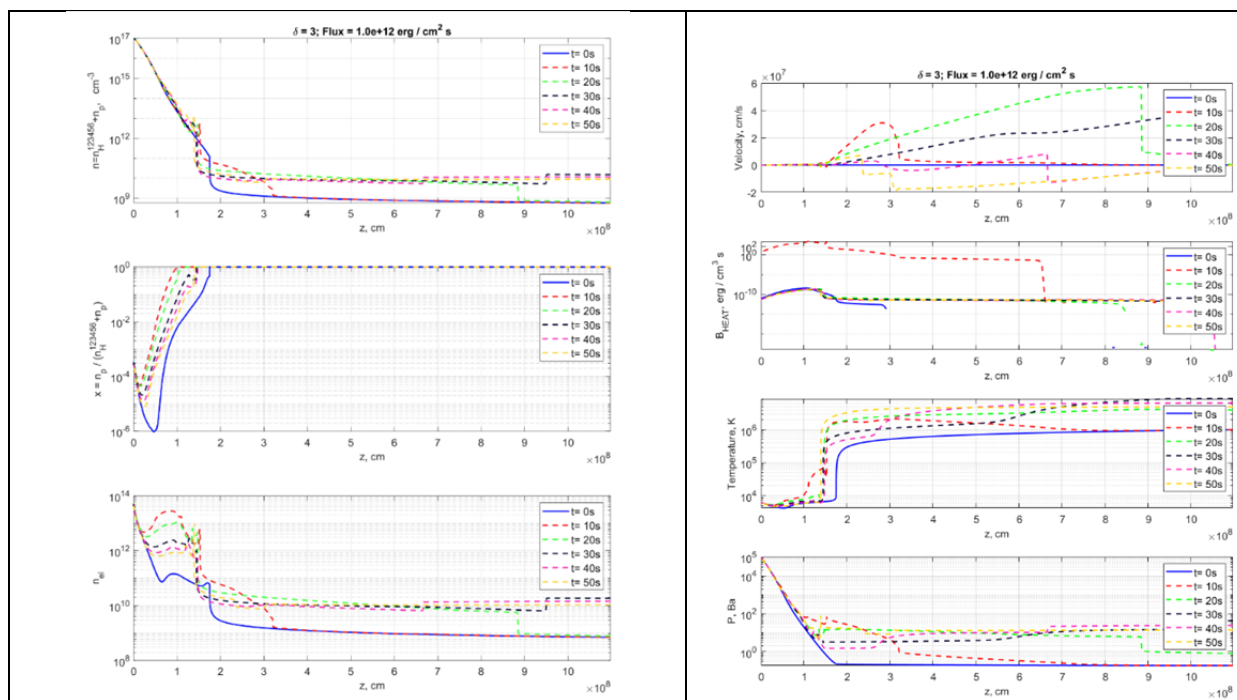


Рис. 3. То же, что и рис. 1, но $F_e = 10^{12}$ эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$.

Как и следовало ожидать, энерговыделение пучка возрастает и составляет порядка 10^2 эрг/см³ с и менее на длине $6.5 \cdot 10^8$ см. Мощный источник эффективно прогревает более глубокие слои, тепловой фронт смещается вниз. Однако испарение плазмы происходит так же в верх со скоростями 400–600 км/с (рис. 3 справа), в результате возрастает температура корональной части петли до $5 \cdot 10^6$ К. Концентрация плазмы на тепловом фронте возрастает с 10^{12} см⁻³ практически на порядок (рис. 3 слева), за фронтом концентрация увеличивается до 10^{10} см⁻³. Динамика функции распределения ускоренных электронов отражается в распределении ЖР потока, приведенного на рис. 4.

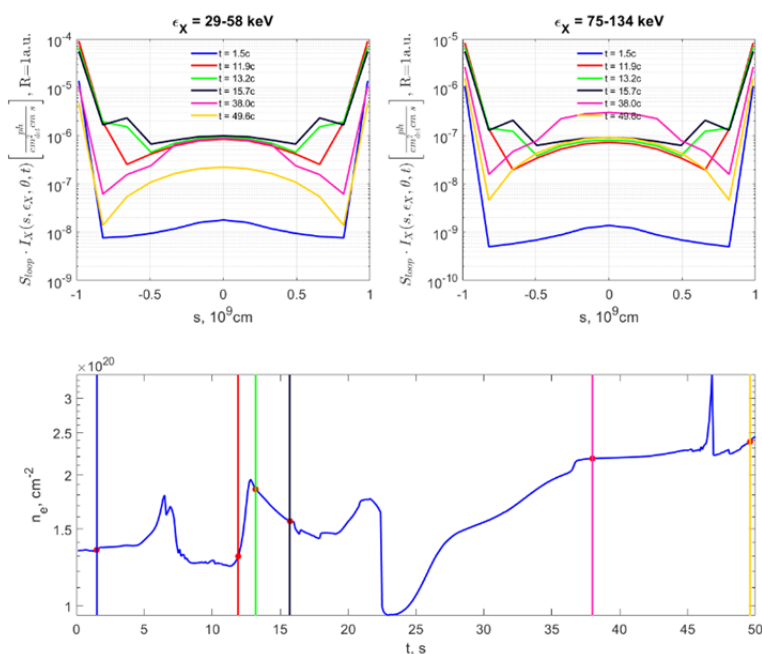


Рис. 4. То же, что и рис. 2, но $F_e = 10^{12}$ эрг см⁻² с⁻¹.

жесткости спектра при сохранении потока и нижней границы спектра.

Работа поддержана Грантом РФФ N17-12-01378.

Литература

1. *Aschwanden M.J.* Physics of the Solar Corona / M.J. Aschwanden. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004. – 908 p.
2. *Hamilton R., Lu E., Petrosian V.* // *Ap. J.*, 1990, v. 354, pp. 726-734
3. *Melnikov V.F., Gorbikov S.P., Pyatakov N.P.* // *Universal Heliophysical Processes Proceedings IAU Symposium. 2008. Vol. 257. P. 323–328*
4. *Charikov Y.E., Shabalin A.N.* // *Geomagnetism and Aeronomy*, 2015, v. 55, № 8, p. 1104–1111.
5. *Сомов Б.В.* // *ПАЖ*, 1980, т. 6, N 9, с. 597-601.
6. *Liu W., Petrosian V., Mariska J.* // *Ap.J.*, 2009, v. 702, pp. 1553-1566.
7. *Vernazza, J.E., Avrett, E.H., & Loeser, R.* // *ApJS*, 1976, 30, 1.
8. *Allred J., Kowalsky A., Karlson M.* // *Ap.J.*, 2015, 809 (14 pp.)

**МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ВАРИАЦИЙ
ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В СИСТЕМЕ ПЛАЗМА – ПУЧОК
УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ**

Шабалин А.Н.¹, Глобина В.И.², Чариков Ю.Е.¹, Овчинникова Е.П.¹

¹*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*

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

**SIMULATION OF QUASI-PERIODIC VARIATIONS
IN THE HARD X-RAY EMISSION OF SOLAR FLARES
IN THE PLASMA – PARTICLE BEAM SYSTEM**

Shabalin A.N.¹, Globina V.I.², Charikov Yu.E.¹, Ovchinnikova E.P.¹

¹*Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia*

²*The Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

The effects of electron acceleration in oscillating magnetic traps that are contained within the cusp magnetic structure and the appearance of the QPP HXR are studied. A collapse of the magnetic field loop results followed by an oscillation of the magnetic field in magnitude and direction with attenuation. Calculations are made taking into account Coulomb losses and diffusion, reflection on magnetic mirrors, reverse current, magnetic fluctuations, betatron and Fermi accelerations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-439-442

Квазипериодические пульсации (КПП) жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) в солнечных вспышках наблюдаются в широком временном интервале – от сотен миллисекунд до 2–4 минут. В [1, 2] КПП с периодами $P > 1$ мин интерпретируются как результат осцилляции всей магнитной петли. В качестве причины осцилляций с периодами 10–60 с в [3] был предложен механизм на основе БМЗ волн, которые генерируются в корональной части петли. Модель коллапсирующих ловушек рассматривалась в работах [4, 5] как причина ускорения электронов и как причина КПП в микроволновом диапазоне. В данной работе мы рассмотрели появление КПП ЖРИ в солнечных вспышках в результате динамического изменения магнитного поля, которое можно описать как коллапс магнитной петли с последующей осцилляцией магнитного поля по величине и направлению с затуханием. Вычисления функции распределения ускоренных электронов произведены с учётом кулоновского рассеяния, магнитного отражения, обратного тока, магнитных флуктуаций, бетатронного и Ферми ускорений [5, 6]. Магнитное поле изменялось от 20 Гс в $t = 0$ до ~ 200 Гс с периодом изменения 16 с и 30 с (см. рис. 1б кривая №1 – ей соответствует правая ось ординат). Концентрация фоновой плазмы в магнитной петле изменялась при сжатии/растяжении петли по радиусу и по длине в соответствии с из-

менением магнитного поля. Кривым № 2 и 3 на рис. 1 соответствуют модели с ускорительными членами в уравнении Фоккера-Планка и без них соответственно. В обоих случаях предполагалось, что изотропный источник электронов располагался в вершине петли, энергетический спектр с показателем $\delta = 5$ в диапазоне 30–200 кэВ и $\delta = 10$ в диапазоне 0.2–10 МэВ. Источник электронов представлял собой одиночный импульс длительностью 50 мс (кривая 1 на рис. 1а). Суммарная энергия ускоренных электронов в петле представлена кривыми 2,3 на рис. 1а. (в единицах эрг). Без ускорительных членов (кривая 3) общая энергия ускоренных электронов в магнитной петле стремится к нулю уже к 8-й секунде после инъекции. Кривые 2, 3 на рис. 1б представляют собой суммарные потери энергии в петле к моменту $t = t^*$ как часть всей инжектированной энергии в петлю за время от $t = 0$ до $t = t^*$. Видно (кривая №3), что в модели без ускорения электронов потери инжектированной энергии к 8-й секунде составили ~100%. В модели с ускорением (кривые 2 на рис. 1а,б) первоначальная энергия увеличивается в 8 раз с ростом магнитного поля в вершине петли (коллапсом ловушки) от 20 Гс до 340 Гс (кривая 1, рис. 1б). Затем наблюдаются затухающие осцилляции общего количества энергии в петле, синхронные с вариациями магнитного поля.

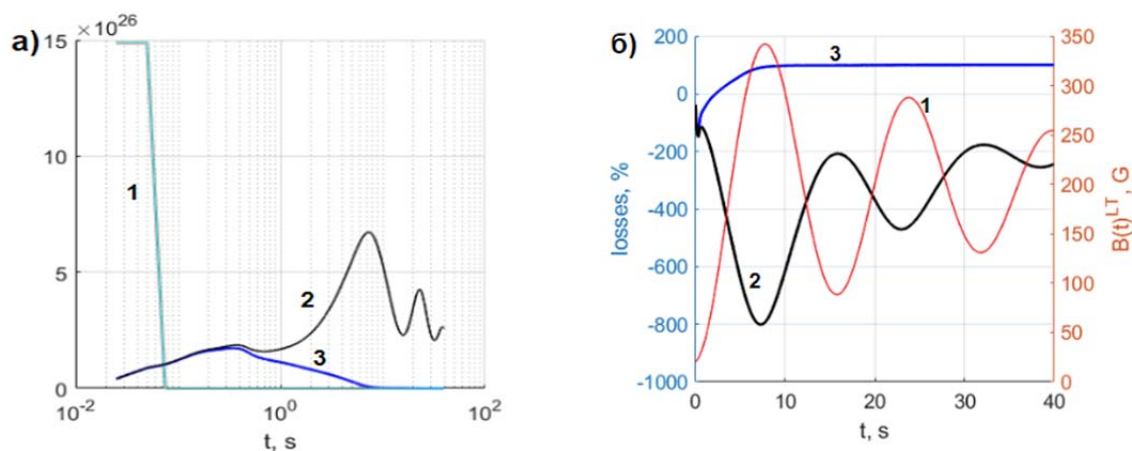


Рис. 1.

На рис. 2 представлены рассчитанные для модели с ускорением временные кривые ЖР излучения из вершины (кривая 4) и основания петли (кривая 3). На рисунок также нанесен профиль изменения магнитного поля в вершине (кривая 2) и инжектора (кривая 1, правая ось ординат). Первоначальный импульс ускоренных электронов 50 мс (рис. 2, кривая 1) обусловил возникновение 4-х импульсов в ЖР излучении из основания (кривая 3). ЖР излучение в целом коррелирует с изменением магнитного поля, однако также наблюдаются и субпики, которых не было в исходном профиле вариаций магнитного поля.

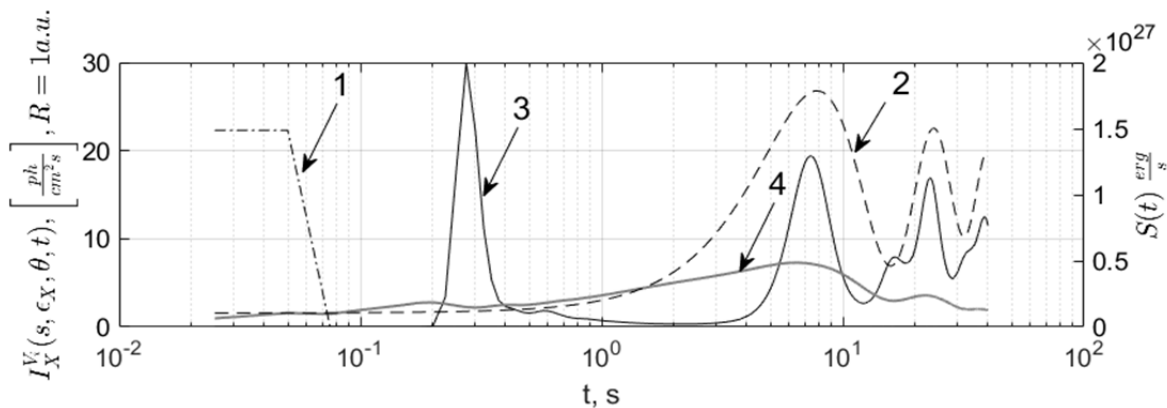


Рис. 2.

На рис. 3 представлены глобальные вейвлет-спектры для источников, соответствующих левому основанию и вершине вспышечной петли. Красными линиями обозначены уровни значимости 95% и 99% выше уровня красного шума. Видно, что слева присутствуют значимые пульсации с периодами около 8 и 16 секунд, в то время как в вершине наблюдается только 16-секундная гармоника. Появление дополнительной гармоники, не связанной с осцилляциями магнитного поля, вызвано эффектами распространения в динамической магнитной ловушке.

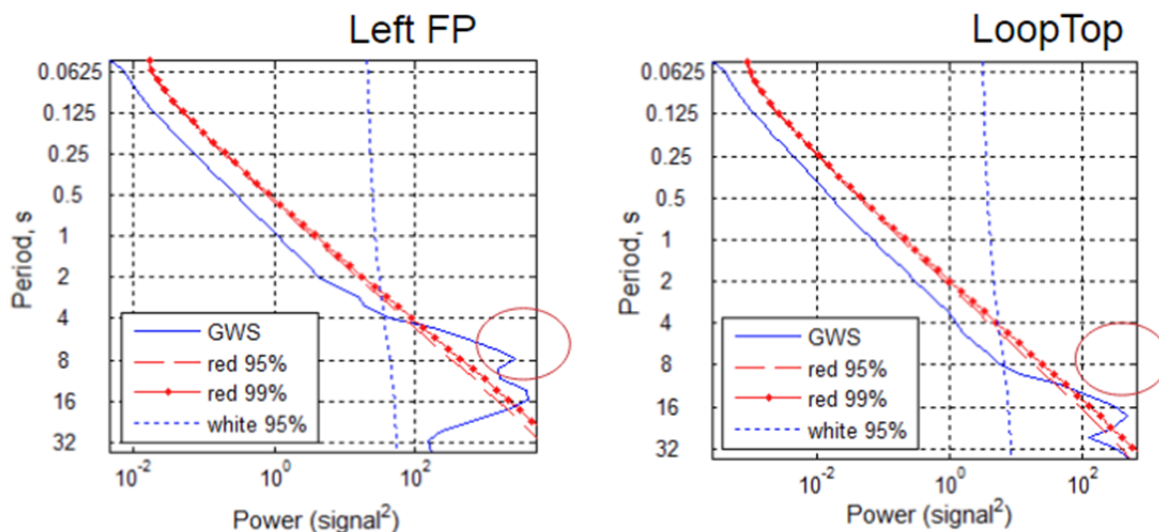


Рис. 3.

Результаты расчетов показывают высокую эффективность бетатронного и Ферми ускорения электронов и подтверждают теоретическую возможность модулирования потока ЖР излучения за счет присутствия БМЗ волн в касповой части магнитной петли. Однако, присутствие магнитных флуктуаций (см. штриховые кривые на рис. 4), с уровнем $\delta V/V = 5 \cdot 10^{-2}$ ($\lambda_B = 10^7$ см) приводит к относительно быстрому высыпанию ускоренных

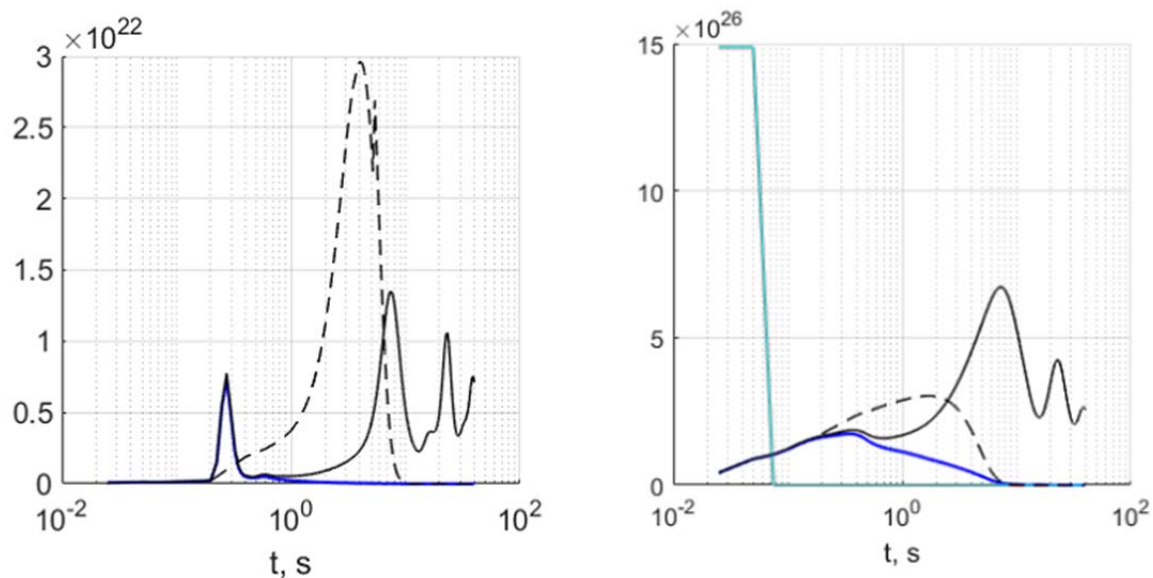


Рис. 4. *Левая панель* – интегральный поток ЖРИ (эрг/с стер). *Правая панель* – суммарная энергия ускоренных электронов в петле (эрг) и источник электронов (эрг/с). Штриховая кривая – модель с магнитными флуктуациями. Сплошные кривые – без флуктуаций (с ускорением и без).

электронов из магнитной петли вследствие диффузии, в целом к уменьшению эффективности ускорения, а также к подавлению модуляции ЖР излучения.

Работа поддержана грантом №9 ПРАН.

Литература

1. *Foullon C., et al.* // A&A. 2005. V. 440. № 2. P. L59–L62.
2. *Nakariakov V.M., et al.* // A&A. 2006. V. 452. № 1. P. 343–346.
3. *Jakimiec J., Tomczak M.* // Solar Physics. 2010. V. 261. № 2. P. 233–251.
4. *Bogachev S.A., Somov B.V.* // Astronomy Letters. 2005. V. 31. № 8. P. 537–545.
5. *Filatov L.V., et al.* // Geomagnetism and Aeronomy. 2013. V. 53. № 8. P. 1007–1012.
6. *Charikov Y.E., Shabalin A.N.* // Geomagnetism and Aeronomy. 2015. V. 55. № 8. P. 1104–1111.

СУБСЕКУНДНЫЕ СПАЙКИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ: КИНЕМАТИКА УСКОРЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ УСКОРЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Шабалин А.Н.¹, Глобина В.И.², Чариков Ю.Е.¹, Овчинникова Е.П.¹

¹*ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия*

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

SUBSECOND X-RAY SPIKES IN SOLAR FLARES: KINEMATICS OF ELECTRON ACCELERATION AND PROPAGATION

Shabalin A.N.¹, Globina V.I.², Charikov Yu.E.¹, Ovchinnikova E.P.¹

¹*Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia*

²*The Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

The task of this work is to establish the principal possibility of generation/preservation of the hard X-ray spike structure in the model of collapsing traps in conditions where there is a set of magnetic structures in which there is an acceleration of electrons due to Fermi and betatron mechanisms during the relaxation of the magnetic loop. For this purpose, the kinetic equation for electrons was numerically solved taking into account Coulomb losses and diffusion, reflection on magnetic mirrors, reverse current, magnetic fluctuations, betatron and Fermi accelerations. The magnetic field varied from 20G in $t = 0$ to an average of 200G with a period of change of 16s and with the decay of oscillations over time. The magnetic loop was thought to consist of many thin loops that relax sequentially, tending from the region of the cusp downwards. Thus, the resulting HXR is radiation summed over all loops active at a given time.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-443-446

Наряду с квазипериодическими осцилляциями жесткого рентгеновского излучения (ЖРИ) в диапазоне 10–60 с и 60–300 с еще в ранних работах были обнаружены субсекундные структуры в кривых излучения в солнечных вспышках [1, 2]. Их анализу посвящены работы, например [3–5], в которых было установлено, что распределение спайков по длительности имеет максимум для временного интервала 0.2 с – 2 с и не зависит от энергии; отдельные спайки имеют симметричный профиль, то есть фазы роста и спада по длительности практически одинаковы; спектры спайков более жесткие, чем спектры непрерывной составляющей ЖРИ. В задачи данной работы входит установление принципиальной возможности генерации/сохранения спайковой структуры ЖРИ в модели коллапсирующих ловушек в условиях, когда присутствует множество магнитных структур, в которых происходит доускорение электронов за счет механизмов Ферми и бетатронного при релаксации магнитной петли. С этой целью было численно решено кинетическое уравнение для электронов с учётом кулоновских потерь и диффузии, отражения на магнитных зеркалах, обратного то-

ка, магнитных флуктуаций, бетатронного и Ферми ускорений [6, 7]. Магнитное поле изменялось от 20 Гс в $t = 0$ до в среднем 200 Гс с периодом изменения 16 с и с затуханием осцилляций со временем. Магнитная петля представлялась состоящей из множества тонких петель, которые релаксируют последовательно, стремясь из области каспа вниз. Таким образом, результирующее ЖР излучение представляет собой излучение, просуммированное по всем петлям, активным в данный момент времени. В каждой такой петле изотропный источник электронов представлял собой короткий импульс длительностью 50 мс со степенным спектром с показателем $\delta = 5$ в диапазоне 30–200 кэВ и $\delta = 10$ в диапазоне 0.2–10 МэВ. Интервал времени между последовательным вовлечением в коллапс новых петель является произвольным параметром. Примем его равным 1 с. Таким образом, каждую 1 с коллапсирует петля, длительность инжекции электронов в которую составляет 50 мс. В процессе коллапса петли происходит доускорение электронов, в результате чего излучение из основания от одной такой структуры имеет вид, представленный на рисунке 1 (кривая 3). Просуммированное излучение от всех петель, вовлеченных в коллапс, на интервале 40с дано на рисунке 2.

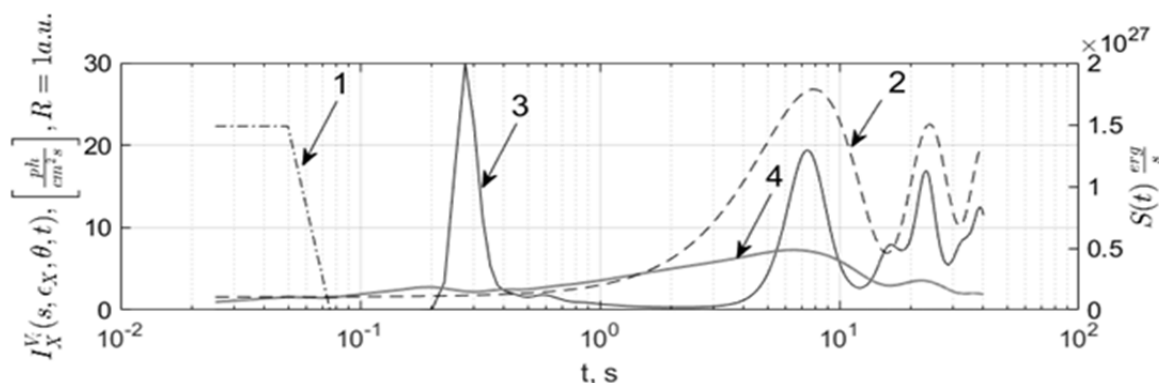


Рис. 1. Кривая 1 – источник электронов (одиночный пульс длительностью 50 мс, правая ось ординат). Кривая 2 – величина индукции магнитного поля в вершине. Кривые 3 и 4 – потоки ЖР излучения из основания и вершины магнитной петли (в диапазоне 28–58 кэВ).

Как видно из рисунка 2, в первые 4 с амплитуда возмущения на ЖР профиле от вовлечения новых петель существенна. Впоследствии амплитуда резко падает и визуально становится неразличимой. Причиной этому служат два фактора – с одной стороны происходит наложения ЖР “хвостов” от доускоренных электронов (см. 2–4-й пики на рисунке 1, кривые 3 и 4), с другой стороны, амплитуда вариации числа электронов в петле сильно смазывается как из-за доускорения, так и из-за захвата их в ловушке (каждая новая 50 мс-ая инжекция электронов накладывается на уже существующую подложку захваченных электронов).

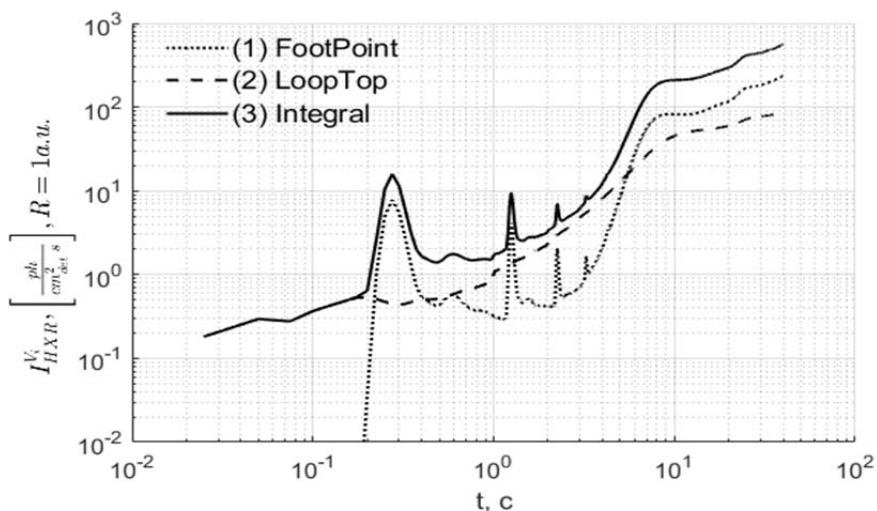


Рис. 2. Кривые интегрального по всем энергиям ЖР излучения из основания, вершины и всей петли для модели с множеством коллапсирующих ловушек.

На рис. 3 представлены результаты вейвлет анализа потоков ЖР излучения композитной модели в диапазоне 29–58 кэВ.

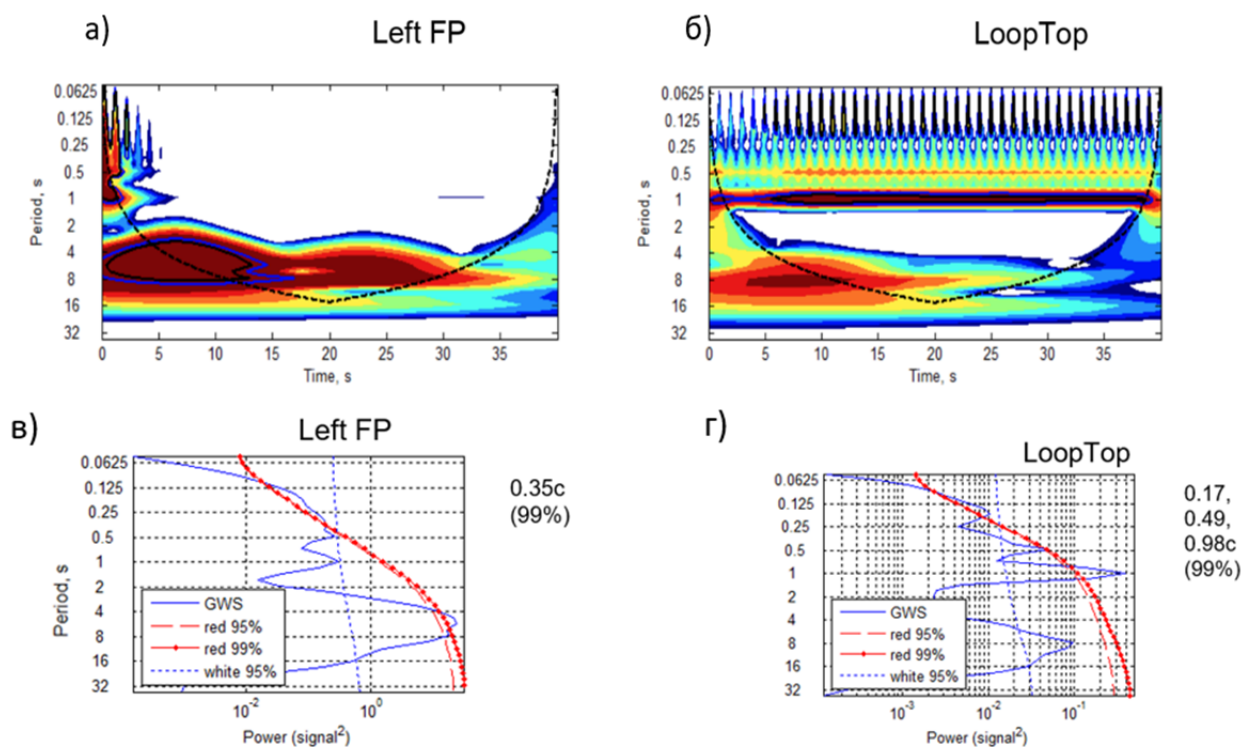


Рис. 3. Результаты вейвлет анализа ЖР излучения композитной модели. На нижних панелях global wavelet spectrum (справа приведены значимые гармоники по уровню 99%).

Как видно из рис. 3, пульсации с $P < 1$ с видны в основании композитной петли в первые 5 с, и в вершине на протяжении всего времени симуляции. Таким образом, множество коллапсирующих петель приводят к появлению импульсной структуры в ЖР излучении. Однако, амплитуда данных пульсов вследствие существенного перекрытия с потоками от ускоритель-

ных «хвостов» и в результате накопления электронов в ловушке при отражении от магнитных пробок, весьма мала.

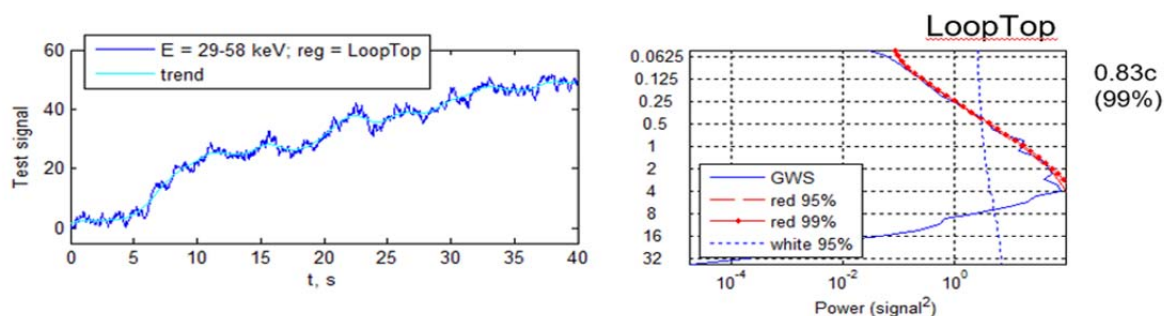


Рис. 4. Результаты вейвлет анализа ЖР излучения композитной модели с добавлением красного шума. *Левая панель* – модельный сигнал с красным шумом из вершины петли, *правая панель* – global wavelet spectrum этого сигнала.

В реальных событиях, в сигнале которых присутствует красный шум, детектировать такие импульсы представляется сложным. В качестве примера попробуем наложить на сигнал красный шум с относительно большой амплитудой (рис. 4 левая панель). Несмотря на детектирование гармоника 0.83 с, которая превышает уровень красного шума 99%, её мощность существенно ослабла (сравни с рис. 3г).

Работа поддержана Грантом РФФИ мол_а № 18-32-00405.

Литература

1. Kiplinger A.L., Dennis B.R., Frost K.J., Orwig L.E. // The Astrophysical Journal. 1984. V. 287. P. L105–L108.
2. Jager C. De, Jonge G. De, Jager C. de, Jonge G. de // Solar Physics. 1978. V. 58. № 1. P. 127–137.
3. Cheng J.X., Qiu J., Ding M.D., Wang H. // Astronomy & Astrophysics. 2012. V. 547. № A73.
4. Aschwanden M.J. Benz A.O., Schwartz R.A. // Astrophysical Journal. 1993. V. 417. P. 790.
5. Aschwanden M.J. // The Astrophysical Journal. 2004. V. 608. № 1. P. 554–561.
6. Filatov L.V., et al. // Geomagnetism and Aeronomy. 2013. V. 53. № 8. P. 1007–1012.
7. Charikov Y.E., Shabalin A.N. // Geomagnetism and Aeronomy. 2015. V. 55. № 8. P. 1104–1111.

ГЕОМАГНИТНЫЕ БУРИ И ФОРБУШ-ПОНИЖЕНИЯ ГКЛ В 24-М ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Шадрина Л.П.¹, Стародубцев С.А.²

¹*Академия наук РС(Я), г. Якутск, Россия*

²*ИКФИА СО РАН, г. Якутск, Россия*

GEOMAGNETIC STORMS AND FORBUSH-DECREASES OF GCR IN 24-TH SOLAR CYCLE

Shadrina L.P.¹, Starodubtsev S.A.²

¹*Academy of Sciences of RS(Ya), Yakutsk, Russia*

²*IKFIA SB RAS, Yakutsk, Russia*

A statistical analysis of geomagnetic storms and cosmic rays Forbush decreases registration in 23 and 24 cycles of solar activity was fulfilled. Two of the most strong ground manifestations of solar wind disturbances were studied - in a geomagnetic field (magnetic storms, MS) and in the cosmic rays intensity (Forbush effects, FD). Typically, these two types of geophysical effects are observed simultaneously (“Forbush with storms”, FD+MS, 2nd class), but often they occur separately (“Forbush without storms”, FD–MS, 1st class and “storms without Forbush”, MS–FD, 3rd class). It have been shown that the number of MS and FD correlate with solar activity. The first two classes of Forbush-storm events also show a high correlation with solar activity – for (FD+MS) and (FD–MS) $r = 0.84$ and $r = 0.80$, respectively. The number of geomagnetic storms without Forbush decreases (MS–FD), 3rd class, does not correlate with solar activity ($r = 0.15$), but have some higher correlation coefficient with geomagnetic activity, $r = 0.65$. The ratio of the number of the events in three classes was also determined: (FD–MS): (FD+MS): (MS–FD) = 1,0: 1,4: 1,1 (although in paper [1] the ratio was 1: 4: 5 to the data of 1976-1974, it was). This is because it became possible to consider not only intense FD events (4% and more), but also weaker (1.2% and more) thanks to the IZMIRAN’s database of Forbush effects (FIELD).

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-447-450

Геоэффективность солнечного ветра принято определять по проявлениям воздействия возмущенных структур, таких как ударные волны, корональные выбросы масс (СМЕ), рекуррентные потоки (СІР), магнитные облака (МС), в геомагнитном поле – в виде геомагнитных бурь и суббурь [1–4]. Вторым, не менее значимым проявлением, считаются Форбуш-эффекты – резкие понижения интенсивности галактических космических лучей (ГКЛ) [5–6]. В последние годы появились работы [7–9], показывающие, что совместное рассмотрение этих эффектов в геомагнитном поле и в ГКЛ позволяет существенно продвинуться в понимании воздействия солнечного ветра на Землю, так как они несут в себе разную информацию. Поведение геомагнитного поля отражает изменения, происходящие в магнитосфере, тогда как интенсивность ГКЛ зависит от пространственной конфигурации магнитного поля в гелиосфере.

Чаще всего в работах исследуются интенсивные события – большие геомагнитные бури с амплитудой Dst более 100 нТ и Форбуш-эффекты с понижением плотности ГКЛ на 4% и более. Они происходят, когда Земля попадает в центральную часть возмущенных структур. В работе [10] показано, что при попадании Земли на фланги этих структур эффекты в геомагнитном поле и в ГКЛ могут различаться по интенсивности, и более того, они могут наблюдаться по отдельности (см. рис. 1 из работы [10]). На этом основании нами был предложен новый подход – использование так называемой форбуш-буревой классификации событий. Составлен каталог геомагнитных бурь и понижений интенсивности ГКЛ. События, когда два вида геофизических эффектов наблюдаются одновременно, составляют II класс (“Форбуши с бурями”, FD+MS), события в ГКЛ без буревых понижений – I класс (“Форбуши без бурь”, FD-MS) и события геомагнитных бурь без эффектов в ГКЛ – III класс (“бури без Форбушей”, MS-FD). Показано [10], что I класс событий наблюдается, когда Земля попадает в западный фланг возмущения, II класс – в центральную часть, III класс – восточный фланг. Возможны также крайние правое и левое пересечения, когда на Земле не наблюдается эффектов ни в ГКЛ ни в геомагнитном поле – IV класс форбуш-буревой классификации.

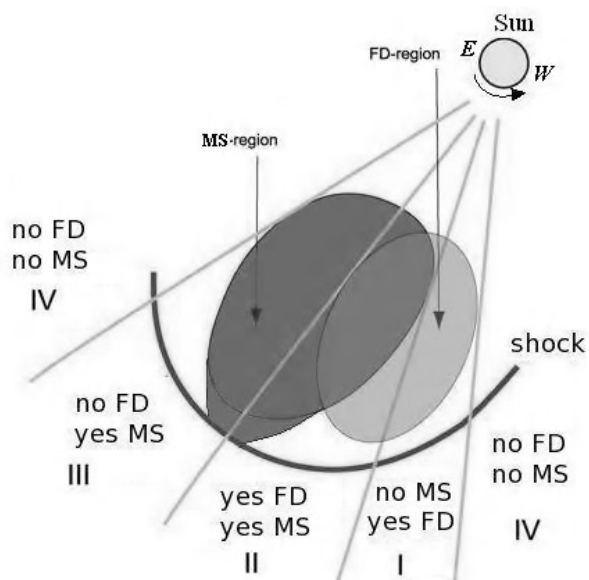


Рис. 1. Схематическое представление четырех классов форбуш-буревой классификации событий

IV класс форбуш-буревой классификации. Показано [10], что I класс событий наблюдается, когда Земля попадает в западный фланг возмущения, II класс – в центральную часть, III класс – восточный фланг. Возможны также крайние правое и левое пересечения, когда на Земле не наблюдается эффектов ни в ГКЛ ни в геомагнитном поле – IV класс форбуш-буревой классификации.

Данные и методы

Здесь представлены результаты статистического анализа форбуш-буревой классификации в 23 и 24 циклах солнечной активности (1996–2017). Составлен каталог геомагнитных бурь с амплитудой Dst более 30 нТ и понижений интенсивности ГКЛ более 1,2%. Для каждого года подсчитаны количество событий трех классов форбуш-буревых событий – (FD-MS), (FD+MS) и (MS-FD). Их соотношение меняется от года к году, а в среднем за 21 год составляет:

$$(FD-MS) : (FD+MS) : (MS-FD) = 1,0 : 1,5 : 1,1.$$

Ранее по данным 1968–1974 годов это соотношение было 1 : 4 : 5 [11], а по данным 1997–2002 годов 1,1 : 6,1 : 5,4 [10, 12]. Т.е. по предыдущим данным количество форбуш-буревых событий II и III классов было при-

мерно равным и значительно больше, чем количество событий I класса (форбуши без бурь). Здесь по результатам статистического анализа, значительно более представительного, оказалось, что количество событий I и III классов примерно равное – это частота фланговых пересечений возмущенных структур солнечного ветра, а событий II класса – центральных пересечений – почти в полтора раза больше. Такое уточнение соотношения событий в ГКЛ и в геомагнитном поле обусловлено, по-видимому, тем, что появилась возможность учитывать не только интенсивные понижения интенсивности ГКЛ (от 4% и более), но и более слабые (от 1,2%) благодаря базе данных Форбуш-эффектов ИЗМИРАН (FIELD) [13].

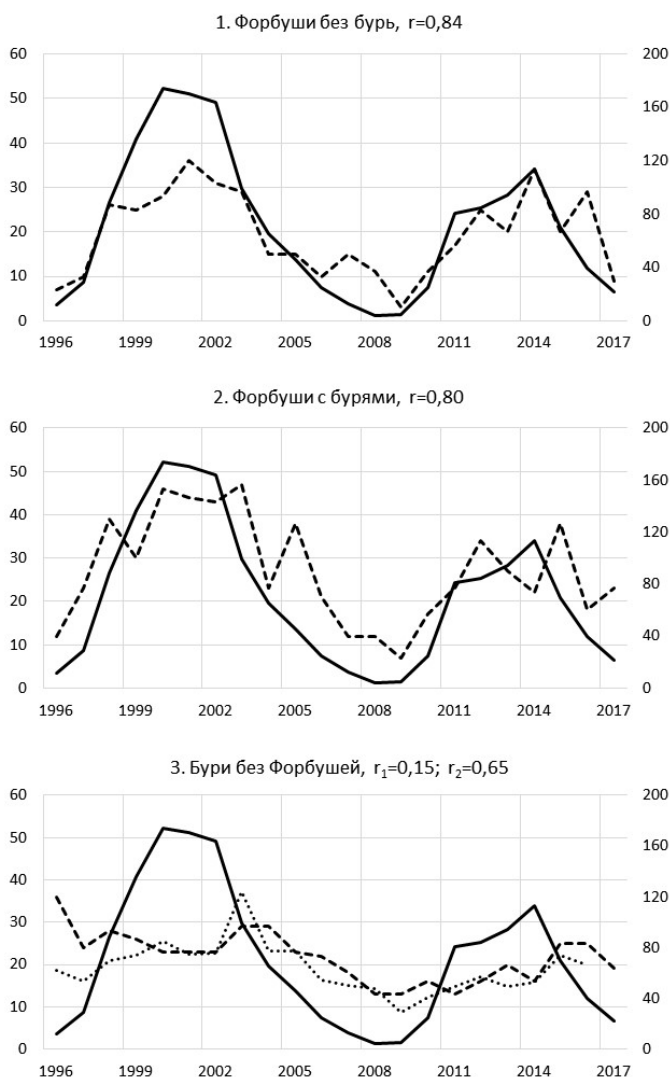


Рис. 2. Годовое количество солнечной активности (сплошная линия), форбуш-буревых событий (штриховая линия) и геомагнитной активности (пунктирная линия) 3-х форбуш-буревых классов.

На рис. 2 показано поведение солнечной активности и годовое количество трех классов форбуш-буревых событий. Видно, что для первых двух классов заметно хорошее подобие: количество понижений ГКЛ без геомагнитных бурь (FD-MS) и с бурями (FD+MS) растет в максимуме 23 и 24 солнечных циклов и падает в минимуме. Рассчитанные коэффициенты корреляции годового количества форбуш-буревых событий N_{FD-MS} и N_{FD+MS} с числами Вольфа W для них довольно высокие, соответственно, $R_1 = 0,84$ и $R_2 = 0,80$.

Для третьего класса (MS-FD) такого подобия не проявилось. Для этого класса событий заметно подобие с геомагнитной активностью – пунктирной линией приведено поведение геомагнитного индекса aa.

Коэффициент корреляции N_{MS-FD} с числами Вольфа низкий $R_3 = 0,15$, но значительно выше с геомагнитной активностью (индексом aa), $R_4 = 0,64$.

Заключение

Анализ понижений интенсивности ГКЛ и геомагнитных бурь (форбуш-буревых событий) за два солнечных цикла показал, что соотношение количества событий в трех классах форбуш-буревой классификации меняется от года к году и в среднем составляет 1,0 : 1,5 : 1,1. С учетом предложенной схемы (рис. 1) это означает, что попадание Земли в область, ответственную за II класс – это область совпадения тела возмущенной структуры солнечного ветра (ejecta, MS-region) с областью с пониженным содержанием ГКЛ (область форбуш-спада, FD-region) – происходит в 1,5 раза чаще, чем попадание Земли на фланги возмущенной структуры с пересечением одной из этих областей – FD-region или MS-region, ответственных за I и III классы.

Благодарность

Работа выполнена при поддержке гранта регионального конкурса РФФИ №18-42-140002.

Авторы признательны сотрудникам ИЗМИРАН за возможность использования каталога Форбуш-понижений на сайте <http://spaceweather.izmiran.ru/rus/fds2002.html>

Литература

1. Ермолаев Ю.И. и др. // Космич. исслед., 2010, Т. 48, 1.
2. Yermolaev, Y.I. et al. // J. Geophys. Res., 2012, Vol. 117, A00L07, doi:10.1029/2011JA017139.
3. Richardson I.G., Cane H.V. // Sp. Weather, 2011, Vol. 9, S07005, doi:10.1029/2011SW000670
4. Kilpua E.K.J. et al. // Ann. Geophys., 2012, Vol. 30, 1037, doi:10.5194/angeo-30-1037-2012, 20125.
5. Белов А.В. и др. // Геомагн. аэрон., 2015, Т. 55, 445, doi: 10.7868/S0016794015040021
6. Blanco J.J. et al. // Solar Phys., 2013, Vol. 284, 167, doi: 10.1007/s11207-013-0256-1
7. Parnahaj I. et al. // WDS'13 Proc. of Contributed Papers, Part II, 2013, 13
8. Badruddin B. et al. // Space Weather. 2019. 17. <https://doi.org/10.1029/2018SW001941>
9. Papailiou M. et al. // 23rd Europ. CR Symposium (and 32nd Russian CR Conf.) IOP Publ. J. of Physics: Conf. Series, 2013, V. 409, 012182 doi:10.1088/1742-6596/409/1/012182-2
10. Shadrina L.P. et al. // Int. J. Geomagn. Aeron., 2002, Vol. 2, 45.
11. Shadrina L. P. et al. // Геомагн. аэрон., 1996, Т. 36, 399.
12. Shadrina L. P. et al. // Proc. 10th Intl Conf. "Problems of Geocosmos", St. Petersburg, Russia, 2014, 351.
13. Абунин А.А. и др. // В сб. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018», СПб, Пулковое, 2018, 23.

ВАРИАЦИИ СВЕТИМОСТИ UVB-UVA В 24-М ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Шаповалов С.Н.

«ГНЦ РФ Арктический и антарктический НИИ», Санкт-Петербург, Россия

ANALYSIS OF LUMINOSITY UVB-UVA IN 24th SOLAR ACTIVITY CYCLE

Shapovalov S.N.

Arctic and Antarctic research Institute, St. Petersburg, Russia

The results of the analysis of the relationship of the spectral lines of solar luminosity with the total solar radiation and the total magnetic field of the Sun in the 24th cycle of solar activity are presented. Based on the histogram of the correlation of the selected SSI lines, a correlation analysis of the energy of $\lambda 320$ nm, as well as the results of observations of solar UV radiation at station Novolazarevskaya since 2008 to 2018, conclusions are drawn about the dependence of the luminosity of UVB (315–280nm) -UVA (400–315nm) on changes in the total magnetic field of the Sun in the Hale cycle. A pronounced dependence of the NIR700-800nm radiation on the TSI change in the Schwabe-Wolf cycle ($r \sim 0.7$) was established, which is an important addition to the study of the relationship between the temperature regime in the surface layer of the atmosphere and solar activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-451-454

Введение

В работе [1] показаны результаты спектральных наблюдений интенсивности NUV 330–297 nm за период с 01.01.2008 г. по 01.01.2017 г. на ст. Новолазаревская и сделаны выводы о противоположной зависимости среднегодовых стандартных отклонений светимости диапазона от общей солнечной радиации (Total Solar Irradiance, TSI). С целью изучения роли циклов солнечной активности Швабе-Вольфа и Хейла в установленной зависимости в настоящей работе представлены результаты корреляционного анализа энергии спектральных линий на выбранных участках спектра солнечной светимости со значениями TSI и общего магнитного поля Солнца по данным <http://lasp.colorado.edu/home/sorce/data/ssi-data/>, <http://lasp.colorado.edu/home/sorce/data/tsi-data/> и wso.stanford.edu/meanfld/MF в 24-ом цикле солнечной активности.

Результаты

В проведении анализа использовались первичные (среднесуточные) данные Solar Spectral Irradiance (SSI) на линиях шкалы спектра от 0.5 nm до 1000 nm (с интервалами ~ 100 nm) за период с 01.01.2008 г. по 01.08.2018 г. Первичные данные преобразовывались в среднемесячные и среднегодовые оценки энергии. Исключением в величине интервала являются реперы

$\lambda 121.5 \text{ nm}$ ($\text{Ly}\alpha$) и $\lambda 320 \text{ nm}$ (введена как эритемный репер между диапазонами UVB и UVA). Далее выполнялся корреляционный анализ и сопоставление рядов по среднемесячным и среднегодовым значениям. На рис. 1 представлена гистограмма корреляции SSI с TSI и MF за период с 01.01.2008 г. по 01.08.2018 г.

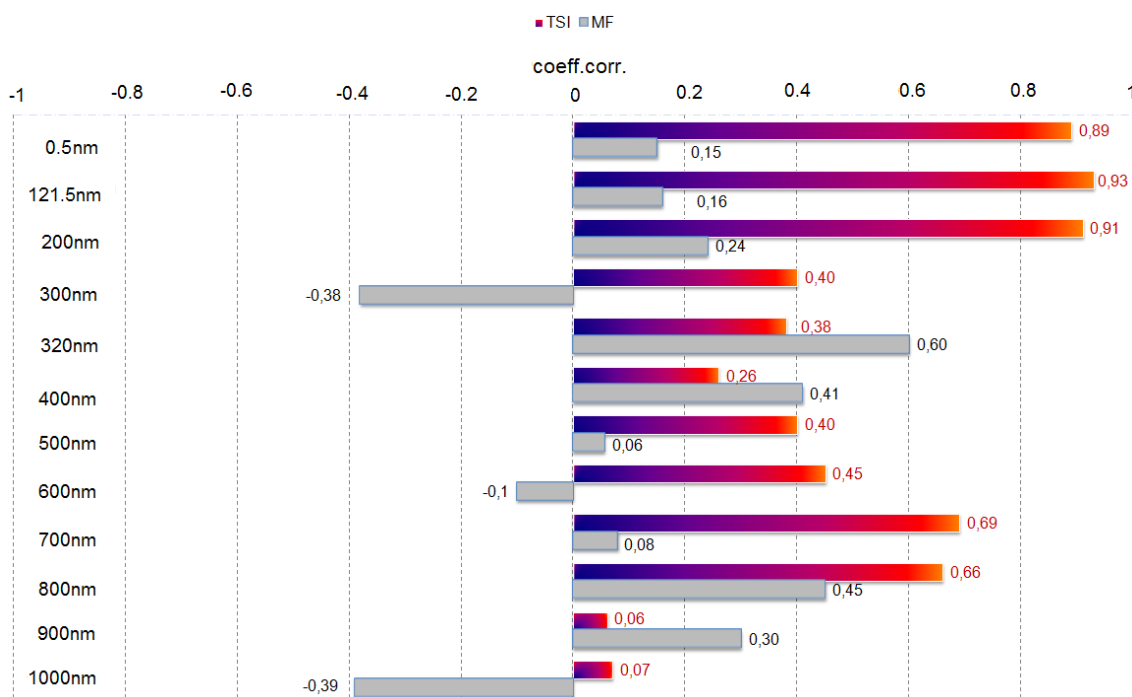


Рис. 1. Гистограмма корреляции энергии спектральной солнечной светимости (SSI) на линиях шкалы спектра 0.5–1000 nm с общей солнечной радиацией (TSI) и общим магнитным полем Солнца (MF) за период с 01.01.2008 г. по 01.08.2018 г.

На рисунке видно, что максимальные коэффициенты r достигаются в области от UVX 0.5 nm до UVC 200 nm ($r \sim 0.93$), а также в диапазоне NIR 700–800 nm ($r \sim 0.69$). По величине и характеру изменения r следует вывод, что воздействие SSI на атмосферу имеет избирательный характер: верхняя атмосфера находится под воздействием энергии UVX 0.5–UVC 200 nm, а нижняя, под воздействием NIR 700–800 nm, что должно проявляться во временных характеристиках терморегима приземного слоя атмосферы. Распределение коэффициентов корреляции SSI с MF отличается от TSI. Наибольшая корреляция достигается на линии $\lambda 320 \text{ nm}$ ($r \sim 0.6$). Этот показатель является предметом междисциплинарного изучения, т.к. в наземных наблюдениях содержания O_3 проводятся расчеты энергетической освещенности UVB в полосах пропускания светофильтров $\lambda 302 \text{ nm}$ и $\lambda 326 \text{ nm}$, которые установлены в конструкции мониторинговых спектрофотометров М-124. По части актуальности в биосфере излучение $\lambda > 320 \text{ nm}$ ($E < 3.10 \text{ эВ}$) не оказывает бактерицидного воздействия на микрофлору [2]. На рис. 2 представлено сравнение среднемесячных значений $E_{320\text{nm}}$ с MF и TSI за период с 01.01.2008 г. по 01.08.2018 г. На рисунке видно временное

согласование хода $W/m^2/nm$ (SSI) и $mкТ$ (MF). Особенно выраженная связь $W/m^2/nm$ (SSI) с $mкТ$ (MF) установлена в корреляции среднегодовых оценок E_{320} и MF (рис. 3).

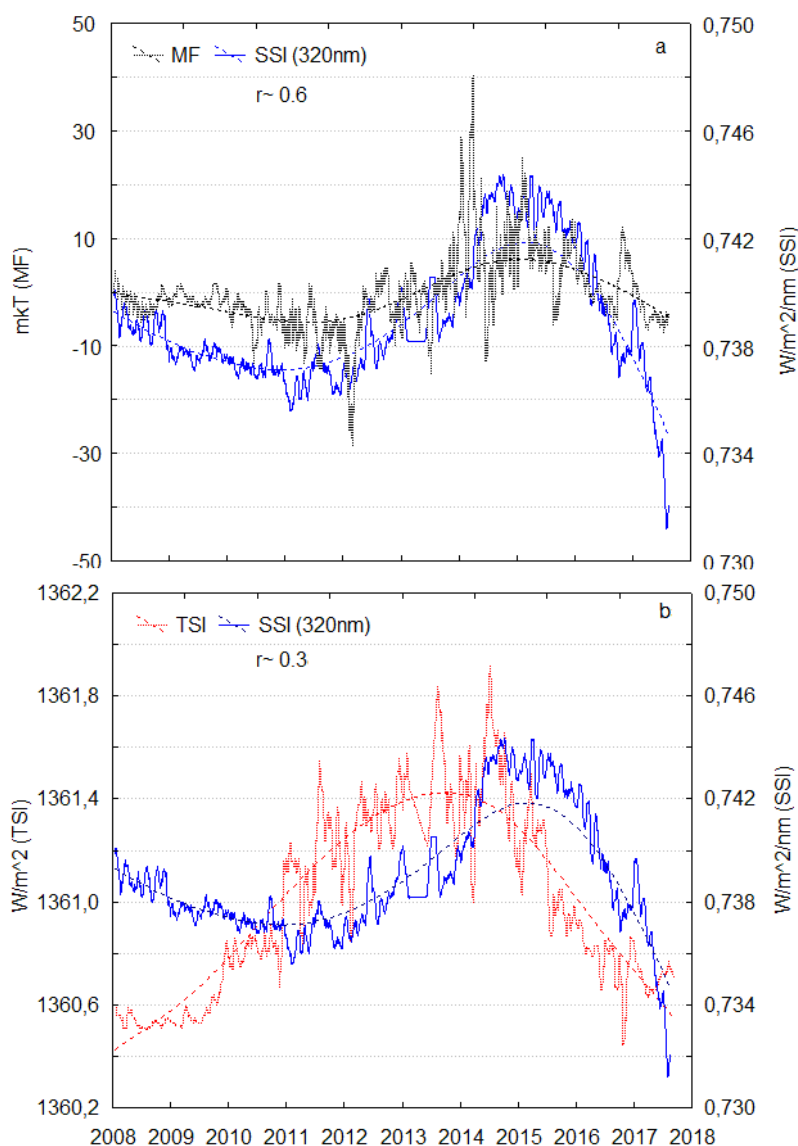


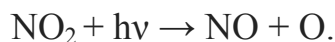
Рис. 2. Сравнение среднемесячных значений E_{320nm} с общим магнитным полем Солнца (а) и общей солнечной радиацией (б) в 24-ом цикле солнечной активности.

Заключение

Исследование светимости UVB(315–280 nm)–UVA(400–315 nm) имеет фундаментальное значение в цепи механизма солнечно-атмосферных связей и проблеме глобального изменения климата, т.к. энергия данных диапазонов является основным источником фотодиссоциации в атмосфере, например, реакция:



и ключевая реакция при образовании тропосферного озона:



С учетом полученных результатов из этого следует, что фотореакции $E < 4.43 \text{ eV}$ ($\lambda > 280 \text{ nm}$), в которых O_3 образуется в фотолитическом цикле NO_2 (в отличие от фотодиссоциации O_2 в стратосферном механизме), обусловлены изменениями MF в большей степени, чем изменениями TSI. Следовательно, в оценке зависимости фотохимических процессов в нижней атмосфере, а также фотосинтеза от циклов СА роль 22-ти летней солнечной активности (цикл Хейла) представляется первостепенной. В оценке зависимости терморежима приземной атмосферы первостепенную роль занимает излучение NIR 700–800 nm в цикл Швабе-Вольфа.

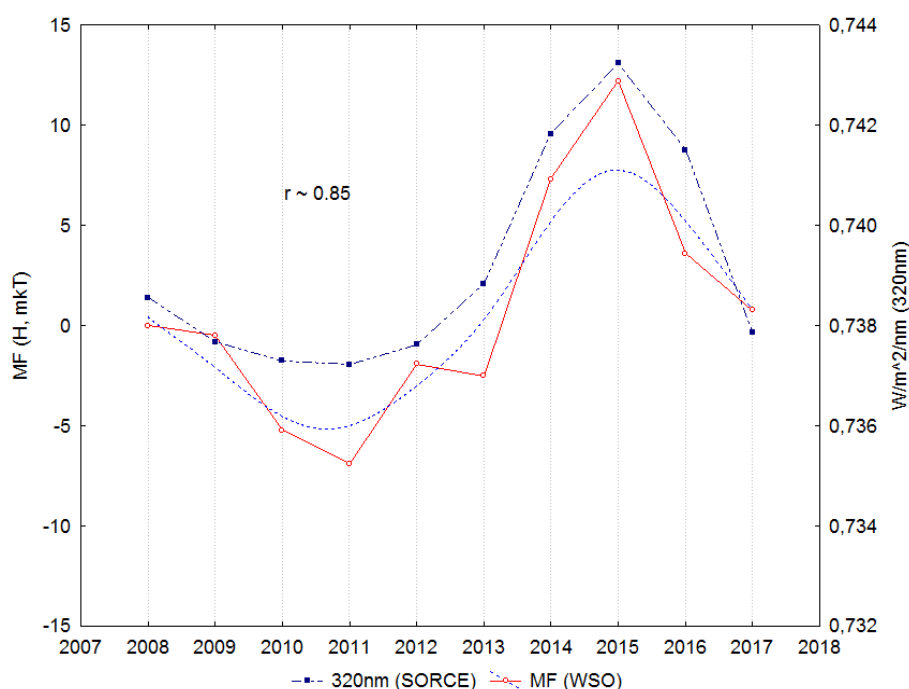


Рис. 3. Сравнение хода среднегодовых оценок $E_{320\text{nm}}$ и общего магнитного поля Солнца (MF) в 24-ом цикле солнечной активности

Литература

1. Шаповалов С.Н., Трошичев О.А. Спектральные наблюдения солнечной радиации NUV297–330nm в 24-м цикле солнечной активности (Антарктида). Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца "Солнечная и солнечно-земная физика". Сб. трудов конф/Под ред. А.В. Степанова, Ю.А. Наговицына. СПб: 2018, с. 417-420.
2. Khalikova F.R., Kupriyanov V.N. Experimental studies of the penetration of UV radiation through window glass // Scientific and technical journal. Bulletin MGSU, 2011, № 3, Т. 2. P. 30-35.
3. Benevolenskaya, E.E., S.N. Shapovalov, I.G. Kostuchenko. Solar spectral irradiance and total solar irradiance at a solar minimum // Geomagnetism and Aeronomy. 2014. Vol. 54, Issue 7. P. 926-932.

LDE-ВСПЫШКИ И СВЯЗАННЫЕ С НИМИ ХРОМОСФЕРНЫЕ И КОРОНАЛЬНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В 24-м СОЛНЕЧНОМ ЦИКЛЕ

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*

LDE-FLARES AND RELATED CHROMOSPHERIC AND CORONAL PHENOMENA IN THE 24TH SOLAR CYCLE

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 causes leading to long duration events in soft x-rays are investigated. There is a hypothesis that settling after matter after CME promotes the formation of a post-eruptive arcade and prolonged emission of plasma in soft X-rays. However, previous studies show a low correlation between the mass of the CME and the duration of x-ray bursts. We investigated LDE-flares of the 24-th cycle and in the course of statistical analysis found that a significant part of them is associated with CMEs of small masses, and some are not accompanied by CMEs at all. The diagrams of the mass and power of LDE-flares in dependence on their duration are constructed, from which it can be seen that there is a SXR-power limit in LDE-events, i.e. the full energy of soft x-ray radiation. Apparently, this indicates the existence of maximal flare energy limit that can be realized in a particular solar cycle. This last fact should be investigated in detail on the material of other solar cycles.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-455-458

Солнечные вспышки, регистрируемые в мягком рентгеновском диапазоне (SXR, GOES данные) длительностью более 40 минут (the *Long Duration Event*: LDE-события [1]), связаны с формированием крупномасштабных постэруптивных аркад (петельных систем), видимых в ультрафиолете над активными областями. Общеизвестно, что для этого необходим дополнительный подвод энергии помимо выделения энергии в импульсной фазе. Одним из таких источников энергии может быть поступление ее от оседающего вещества после коронального выброса массы (КВМ, [2]). Авторы работы [3] даже нашли незначительную корреляцию (0,45) между массой КВМ и длительностью SXR-вспышек. Однако встречаются LDE-вспышки и без массивных КВМ, и вопрос о дополнительной энергии остается открытым.

В нашей работе мы сделали статистический анализ всех LDE-вспышек 24 цикла солнечной активности, которые были обнаружены по сводным отчетам о солнечной активности американского центра предсказаний космической погоды *the Space Weather Prediction Center – SWPC*, ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/. Отбирались вспышки с общей SXR-

длительностью > 40 минут и SXR-баллом от M1.0 и выше, сопровождавшиеся КВМ, их оказалось 72 штуки с 2011-го по 2017-й год. Масса КВМ взята из каталога SOHO LASCO CME CATALOG (cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list/ [4]), также использованы данные космических миссий SOHO/EIT, SDO/AIA, STEREO EUVI и Н-альфа (Kanzelhoehe Observatory), взятые из открытого доступа.

Наша выборка LDE-вспышек может быть охарактеризована следующими статистическими особенностями:

- Общее число включенных событий 72.
- Масса КВМ определена для 64 (89%) из них.
- Рекуррентные вспышки составили 24 (33%).
- Каннибализм КВМ отмечен у 12 (17%).
- Несколько максимумов в SXR-излучении (GOES) у 21 (29%).
- EUV-джеты и миниэрупции зарегистрированы в 22 (31%).
- Оседающие эрупции, видимые на лимбе в 304\AA 6 (8%).

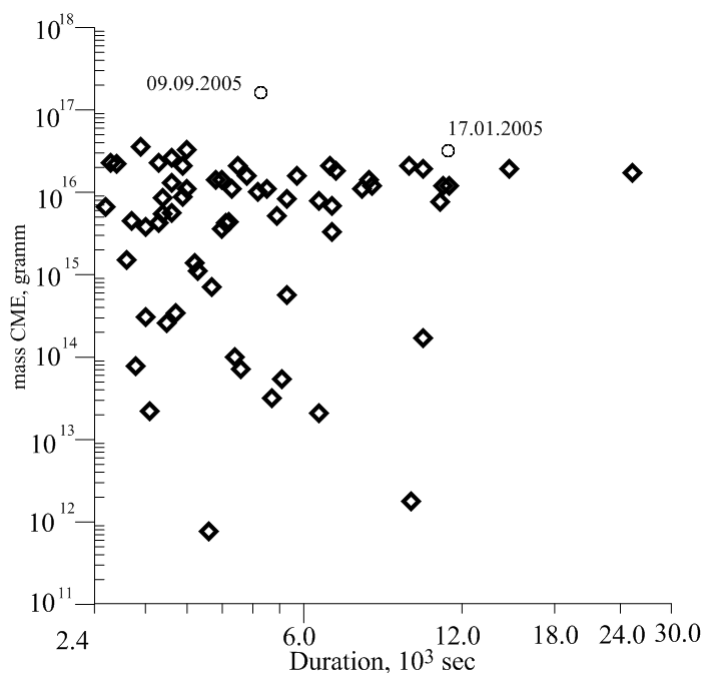


Рис. 1. Диаграмма распределения массы КВМ в событиях 24 цикла (*ромбы*) и 23 цикла (*кружки*) в зависимости от длительности связанных с ними LDE-вспышек.

Диаграммы зависимости массы КВМ и потока SXR-излучения (GOES) от длительности (*Duration*) связанных с ними LDE-вспышек приведены на рисунках 1 и 2, соответственно. Для сравнения в диаграммы мы включили 4 мощные вспышки 23 цикла, отмечены кружками с датой на рисунках. На рис. 1 указаны только 2, так как не было наблюдений КВМ.

На рис. 1 сразу обращает внимание на себя то, что в выбранных нами 64 LDE-событиях КВМ есть ограничение по массе $< \sim 5 \cdot 10^{16}$ грамм. Иными словами массивнее не смог оказаться ни один КВМ, даже с длительно-

стью $> \sim 30 \cdot 10^3$ сек. Это в принципе согласуется с общепринятой гипотезой, что в условиях атмосферы Солнца вспышки ограничены по энергии $< 10^{34}$ эрг [5] в случае предположения, что КВМ – это один из способов расхода магнитной энергии, запасенной перед вспышкой. Также на диаграмме (рис. 1) видно, что значения массы могут варьироваться в пределах 5 порядков при одинаковой длительности. Таким образом, корреляции между массой КВМ и длительностью вспышки отсутствует.

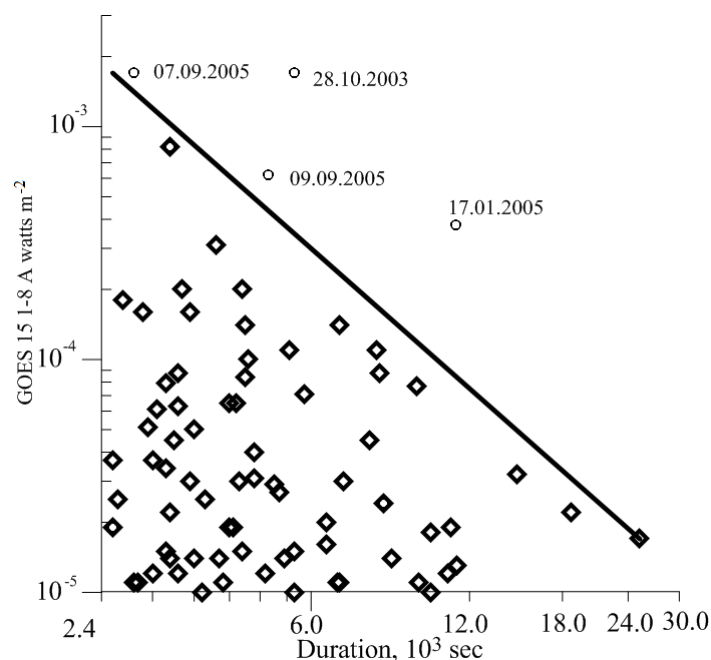


Рис. 2. Диаграмма распределения потока SXR-излучения в канале 1–8Å GOES от длительности LDE-вспышек. Ромбы – события 24 цикла, кружки – события 23 цикла с указанием конкретных дат цифрами. Линия – порог для событий 24 цикла.

На рис. 2 приведена диаграмма зависимости длительности LDE-вспышек от потока SXR-излучения в канале 1–8 Å GOES. Из нее хорошо видно, что выбранные вспышки 24 цикла были ограничены по мощности, что показывает прямая линия, проведенная на рис. 2. Так как данные на этом рисунке приведены в двойном логарифмическом масштабе, то максимальный SXR-поток F является степенной функцией от длительности t , т.е. $F = At^{-\alpha}$. Если максимальная интенсивность SXR-излучения соответствует минимальной длительности вспышки, то полная энергия SXR-всплеска должна быть ограничена. Отметим, что есть физические ограничения на минимальную длительность SXR-всплеска, например, время заполнения петли хромосферной плазмой, $t_{min} = \frac{L}{V} = 100$ с, где $L = 10000$ км – размер петли, $V = 100$ км/с – характерная скорость плазмы. Отсюда можно оценить количество петель нужное для реализации LDE-события.

Любопытно, что некоторые события 23 цикла находятся выше ограничивающей прямой на рис. 2. Это, возможно, указывает на существование максимальной энергии вспышки, которая может быть реализована в

конкретном солнечном цикле. Есть идеи о связи максимальной энергии вспышек с характеристиками магнитного динамо [Д.Д. Соколов и др., частное сообщение ИКИ, 2018].

Таким образом, исследовав LDE-события 24 цикла, мы не нашли корреляции между массой КВМ и длительностью вспышек. Это не согласуется с предположениями в работах [2, 3], что длительность SXR-излучения является результатом оседанием вещества КВМ. Но не исключено влияние миниэрупций в H-альфа и EUV-джетов. По нашему мнению длительный мягкий рентген во вспышках – следствие ускорения и хромосферного испарения в отдельных постэруптивных петлях. Проанализировав мощность и длительность выбранных SXR LDE-вспышек, мы нашли, что явной корреляции между этими величинами тоже нет, но можно ввести ограничение на максимальную мощность в зависимости от длительности. Последний факт должен быть детально исследован на материале других солнечных циклов.

Авторы благодарят Л.А. Пустильника и А.Б. Струминского за полезную дискуссию во время конференции ССЗФ-2019 (ГАО РАН); коллективы спутниковых инструментов SOHO/LASCO, SDO_AIA/HMI, GOES, STEREO-B и команду наземной сети радиоданных RSTN за открытую политику данных.

Работа, выполненная Шаховской А.Н. (КрАО РАН), осуществлена за счет субсидии программы «Общие и локальные характеристики Солнца»; Григорьевой И.Ю. (ГАО РАН) – за счет субсидии программы «Энерговыведение» и частично поддержана Программой Президиума РАН.

Литература

1. *Antalova, A., Ogir, M.B.* // Astronomical Institutes of Czechoslovakia, Bulletin, 1988, vol. 39, no. 2, Jan., p. 97-105.
2. *Shibasaki, K.* // Astrophysical J., 2002, Vol. 567(1), pp. L85-L87.
3. *Yashiro S., Gopalswamy N.*, Statistical relationship between solar flares and coronal mass ejections // Proc., IAU Symp., Vol. 257, p. 233-243.
4. *Yashiro S., Gopalswamy N., Michalek G., et al.* // J. Geophys. Res., 2004, V. 109, P. A07105.
5. *Katsova M.M., Livshits M.A.* The Origin of Superflares on G-Type Dwarf Stars of Various Ages // Sol. Phys., 2015, 290(12), pp. 3663-3682.

МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ НАБЛЮДЕНИЙ РАТАН-600 ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ДИНАМИКИ ПЛАЗМЕННЫХ СТРУЙ И АКТИВНОСТИ СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА

Шендрик А.В.¹, Богод В.М.¹, Кузанын К.М.², Курочкин Е.А.¹

¹*СПбФ САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

²*ИЗМИРАН, Москва, Россия*

RATAN-600 OBSERVATION PROCESSING TECHNIQUE FOR STUDYING THE DYNAMICS OF PLASMA JETS AND THE ACTIVITY OF THE SOLAR CYCLE

Shendrik A.V.¹, Bogod V.M.¹, Kuzanyan K.M.², Kurochkin E.A.¹

¹*SPb branch of SAO RAS, Saint-Petersburg, Russia*

²*IZMIRAN, Moscow, Russia*

The RATAN-600 archive of regular solar observations contains data from the beginning of 1997 (for 23 and 24 solar cycles), which are data of the left and right circular polarizations and cover the range of 3-18 GHz with high frequency and spatial resolutions. The paper presents the proposed data processing technique, which includes: rejecting defects, calibrating, finding the background in the form of a quiet Sun, searching for cyclotron radiation sources in active regions, and also using auxiliary data on active regions (ARs) Solar Region Summary (SRS) provided by SWPC NOAA. The ultimate goal is to obtain solar activity parameters such as flux density in ARs in the range of 3–18 GHz, magnetic field values and search for other parameters to study the cyclic activity of the Sun, as well as the dynamics of coronal jets.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-459-462

1. Введение

Архив регулярных солнечных наблюдений РАТАН-600 доступен, по меньшей мере, с начала 1997 г. (за 23 и 24 солнечных цикла) и содержит более 38000 наблюдений, которые представляют собой одномерные сканы в левой и правой круговых поляризациях и охватывают диапазон в 3–18 ГГц с высокими частотным и пространственным разрешениями, а также высокой чувствительностью по плотности потока. Учитывая перечисленные преимущества, авторы настоящей статьи предлагают использовать эти данные для анализа солнечной цикличности, а также поиска в радиодиапазоне признаков событий таких как плазменные струи.

2. Описание методики

Ключевым отличием предлагаемой методики обработки данных от методов, созданных ранее [1, 2], является калибровка сканов в единицах удельной плотности потока, а не в единицах яркостных температур. Калибровка выполняется по спокойному Солнцу, для нахождения его при-

ближения было отобрано 38 наблюдений в фазе минимальной активности Солнца. Выбранные наблюдения были сопоставлены и на каждой из длин волн найдены центрально-симметричные профили нижней огибающей (рис. 1а) при помощи которых получается искомая форма скана спокойного Солнца. Используя распределение температуры спокойного Солнца от длины волны [3] можно получить его плотность потока по закону Рэлея-Джинса. Однако, поскольку РАТАН-600 из-за размеров вертикальной диаграммы захватывает поток от Солнца не полностью, необходимо использовать поправки на диаграмму, которые зависят от длины волны. Таким образом удается задать масштаб скана спокойного Солнца и на него вписать скан реального наблюдения, тем самым выполнив калибровку в терминах мощности (рис. 1б). Левая и правая круговые поляризации калибруются на половину мощности, тем самым параметр Стокса имеет полную суммарную мощность.

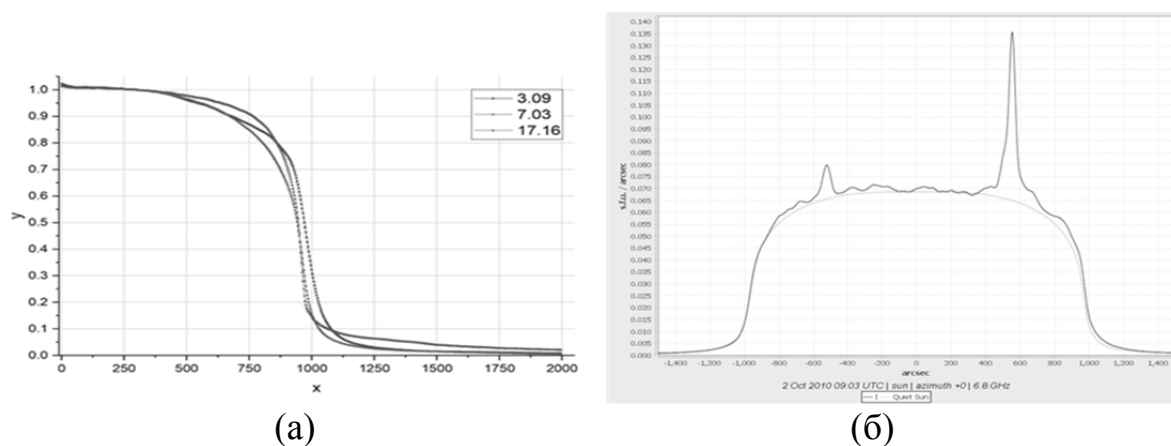


Рис. 1. Полученные центрально-симметричные профили нижней огибающей спокойного Солнца на длинах волн 3, 7 и 17 ГГц (а) и пример вписывания полученного спокойного Солнца в скан наблюдения на волне 6.8 ГГц для параметра Стокса I (б).

По откалиброванному скану, используя упомянутые поправки на размер вертикальной диаграммы, можно приблизительно восстановить плотность потока от Солнца. Сделав сравнение с результатами наблюдений службами мониторинга, можно сделать вывод что результаты в целом хорошо согласуются (рис. 2а). Было замечено, что существуют систематические ошибки отклонений, которые учитываются для лучшего согласования.

Для анализа активности Солнца к данным РАТАН-600 подключены данные Solar Region Summary (SRS) предоставляемые SWPC NOAA: номер активной области (АО), её координаты, площадь, протяженность, число пятен, класс McIntosh, класс Hale. Данные сопоставлены с учётом корректировки по времени и позиционного угла. Внутри активной области можно определять отдельные радиоисточники с помощью поляризации

(параметр Стокса V). Для определения потока от источников применяется Гаусс-анализ.

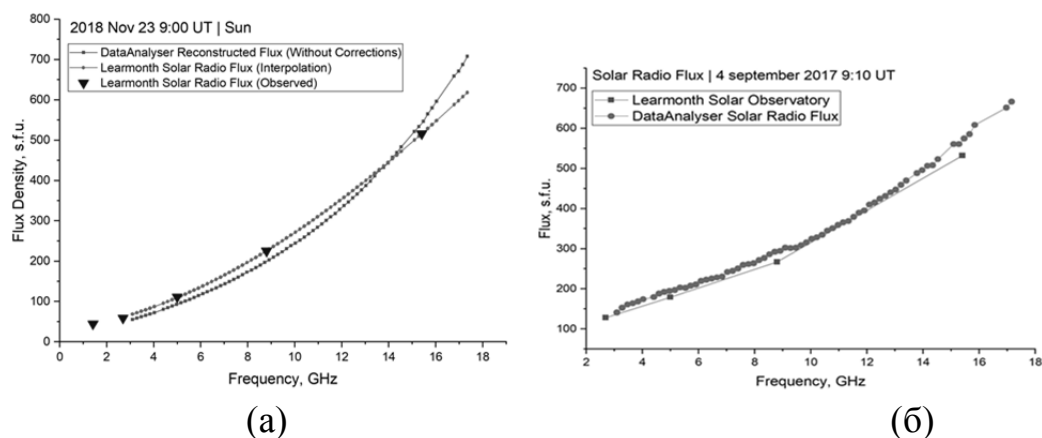


Рис. 2. Пример сравнения восстановленной плотности потока Солнца с наблюдениями мониторинга солнечного потока без учета поправок на систематические отклонения (а) и пример сравнения уже с учетом корректировок (б)

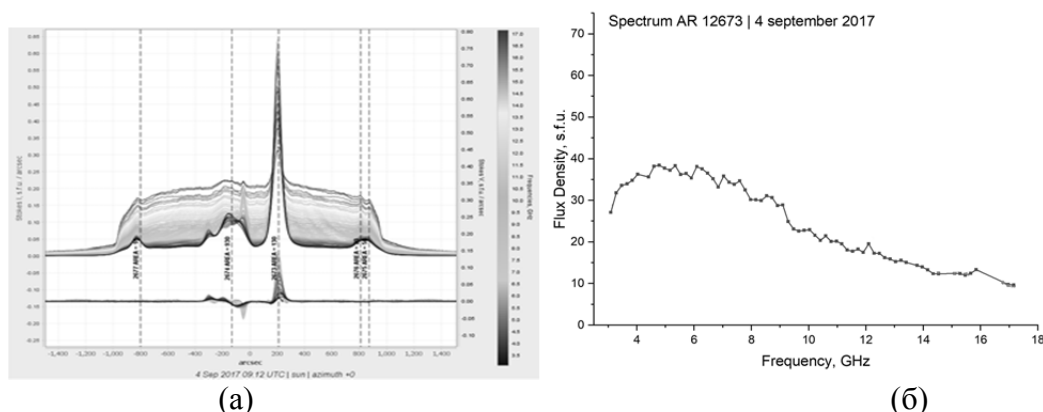


Рис. 3 Скан наблюдения 4 сентября 2017г. в параметрах Стокса I и V (а) и спектр плотности потока активной области NOAA12673 на этом скане (б).

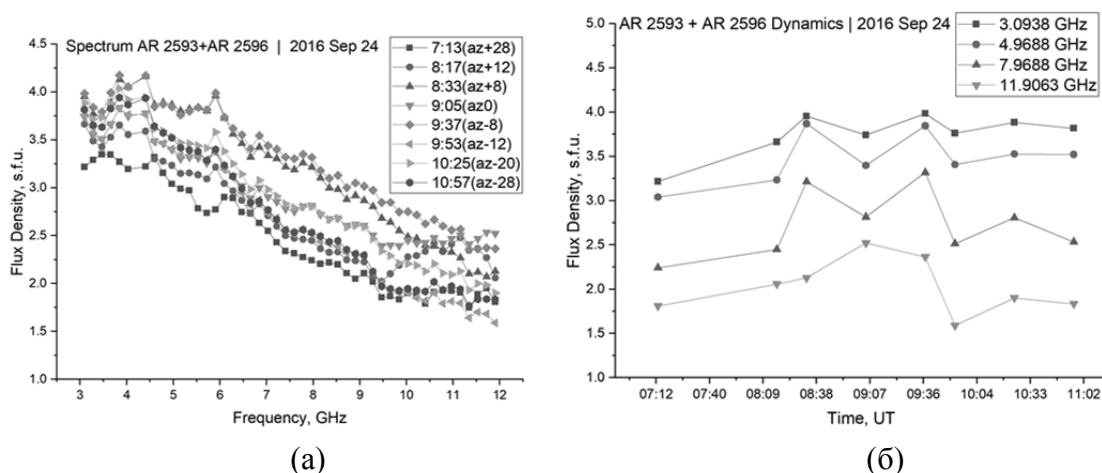


Рис. 4. Сравнение спектров полной плотности потока АО 12593+12596 за 8 наблюдений в различных азимутах 24 сентября 2016 г. (а) и динамика полной плотности потока на волнах 3, 5, 8 и 12 ГГц (б).

Методика опробована на изучении динамики АО, в которой наблюдалась корональная струя. Было отобрано 8 наблюдений в течение одного дня, динамика спектров которых изображена на рис. 4. Однако, выбранная активная область не показала явных признаков – она оказалась достаточно стабильной, и форма спектра не показала выраженных изменений.

3. Выводы

Создано ПО с широкими возможностями автоматической обработки данных РАТАН-600 и описаны его основные принципы. С помощью него предполагается получение таких параметров АО как спектральная плотность потока, значение магнитного поля и других.

Дальнейшей целью является с помощью данного ПО проанализировать 23 и 24 солнечных циклы на предмет выделения радиотрассеров солнечной активности.

Также будут проанализированы другие случаи плазменных струй и усовершенствована методика их обработки.

Благодарности

Работа Шендрика А.В. поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект 18-29-21016. Работа Шендрика А.В. и Кузанына К.М. поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, проект 19-32-50046.

Литература

1. *Гараимов В.И.* Обработка массивов одномерных векторов данных в ОС Windows. Программа Work Scan- версия 2.3 // Препринт САО #127Т, 1997, Нижний Архыз.
2. *Гараимов В.И.*, Кандидатская диссертация, 1998, Нижний Архыз.
3. *Zirin, H.; Baumert, B.M.; Hurford, G.J.* The Microwave Brightness Temperature Spectrum of the Quiet Sun // *Astrophysical Journal*, v. 370, p. 779.

СТАРАЯ И НОВАЯ ВЕРСИИ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА: СОГЛАСОВАННОСТЬ ХАРАКТЕРИСТИК ВОССТАНОВЛЕННОЙ И ИНСТРУМЕНТАЛЬНОЙ ЧАСТЕЙ РЯДОВ

Шибяев И.Г.

ИЗМИРАН, Троицк, Россия

AN OLD AND NEW VERSION OF A SERIES OF WOLF NUMBERS: CONSISTENCY OF THE RELIABLE AND INSTRUMENTAL PARTS OF ROWS

Shibaev I.G.

IZMIRAN, Troitsk, Russia

The Zurich row of average monthly numbers of Wolf W ($W = W_{rest} U W_{tool}$) consisting of the average monthly values restored by Wolf on sketchy observations W_{rest} (the restored row from 1749 to 1849), and a number of the regular observations W_{tool} from 1849 to our days (a reliable row). The paper examines the statistical parameters of long fragments without detail their "complex" history and the characteristics of the allocated intervals are compared. Highlighting "long" and "short" cycles for W_{tool} allows you to parameterize some characteristics and approximate their empirical dependence. These dependencies are used to assess the parameters of the W_{rest} series and their contradictions have been noted. Options for correcting the length and "power" of the restored series are offered.

DOI: 10.31725/0552-5829-2019-463-466

1. Введение

В работе рассмотрен цюрихский ряд среднемесячных чисел Вольфа W ($W = W_{rest} U W_{tool}$), который включает восстановленный ряд W_{rest} (с 1749 г. по 1849 г.) и ряд достоверных чисел Вольфа W_{tool} (регулярные инструментальные наблюдения с 1849 г. по настоящее время). Вопрос о надежности данных ряда W_{rest} и возможности использовать их в исследованиях открыт до сих пор. При объединении отрывочных данных [1] с различными плотностью наблюдений, амплитудным разрешением и масштабированием искажутся, естественно, локальные характеристики регистрируемого процесса и взаимосвязь временных фрагментов разного масштаба. Поэтому разумно исследовать статистические параметры протяженных фрагментов без детализации их «сложной» истории формирования. Одним из подходов, оценивающих согласованность рядов W_{rest} и W_{tool} , – это сопоставление характеристик выделенных интервалов [2]. Например, сравнение статистических оценок базовых параметров циклов (длительности цикла и его ветви роста T_c/T_m , максимум цикла W_m , площадь цикла S_q) для двух групп циклов: группы восстановленных циклов 1÷9 и группы достоверных циклов 10÷23. В таблице приведены среднее, корень из дисперсии и их отно-

шение вычисленные по группам. Параметры циклов в новой версии ряда чисел Вольфа взяты из работы [3]. Верхние показания соответствуют старой версии, нижние – новой. Видно, что характеристики второй группы, выделенные курсивом, лучше, а для T_c , T_m значительно лучше. Для большей корректности сравним группы с одинаковым количеством циклов, тогда группе восстановленных циклов можно сопоставить шесть групп по девять циклов из достоверной части ряда W_{tool} : 10÷18, 11÷19, 12÷20, 13÷21, 14÷22, 15÷23.

Таблица. Статистические оценки циклов рядов W_{rest} и W_{tool} .

	mean I ÷ IX / X ÷ XXIII	$\sigma^{1/2}$ I ÷ IX / X ÷ XXIII	$\sigma^{1/2} / \text{mean}$ I ÷ IX / X ÷ XXIII
T_c	134.33 / 131.14 134.33 / 131.14	18.95 / 10.02 18.88 / 9.48	0.141 / 0.078 0.141 / 0.072
T_m	56.56 / 46.43 56.67 / 47.93	17.51 / 6.39 17.67 / 7.25	0.310 / 0.138 0.312 / 0.151
W_m	105.59 / 119.66 175.98 / 184.92	40.16 / 38.02 66.95 / 47.75	0.380 / 0.318 0.380 / 0.258
S_q	6301.52 / 7329.54 10609.16 / 11341.85	2238.57 / 2115.12 3833.60 / 2532.89	0.355 / 0.288 0.361 / 0.223

Обозначим эти группы достоверных циклов соответственно $G_1, G_2, G_3, \dots, G_6$, а группу восстановленных циклов – G_0 . Пример отношения ($\sigma^{1/2} / \text{mean}$) параметров T_c и S_q для всех групп демонстрирует рис. 1, где показания новой версии отмечены «+». И в этом случае временные параметры достоверных групп, имеющих близкие значения, отличаются от соответствующих оценок для циклов 1÷9.

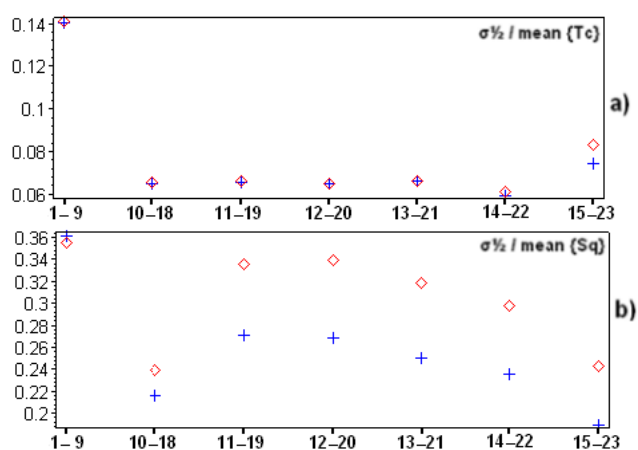


Рис. 1. Относительные характеристики T_c (a) и S_q (b) для групп циклов; «+» – показания новой версии чисел Вольфа.

Анализу групп и сопоставлению их свойств для рядов W_{rest} и W_{tool} , в обеих версиях ряда чисел Вольфа, посвящена данная работа. Также использована классификация циклов по длительности: «длинные» циклы с $T_c > 133$ мес. и «короткие» циклы ($T_c < 133$ мес.).

2. Оценка характеристик групп циклов

Будем опираться на характеристики выделенных групп по девять циклов. Каждой группе сопоставим суммарную длительность циклов ΣT и площадь циклов ΣSq в группе, за оценку «среднего» значения W в группе возьмем $w = \Sigma Sq / \Sigma T$. Для группы восстановленных циклов G_0 эти параметры равны: $\Sigma T_0 = 1209$ мес., $\Sigma Sq_0 = 56713.65 / 95482.44$ (старая / новая версии), $w_0 \sim 46.91 / 78.98$. Длительность каждой группы в месяцах иллюстрирует рис. 2а, горизонтальная линия – среднее значение ΣT по группам $G_1 \div G_6$ равное 1159.0 месяцам. В скобках (5)÷(2) отмечено количество «длинных» циклов в данной группе.

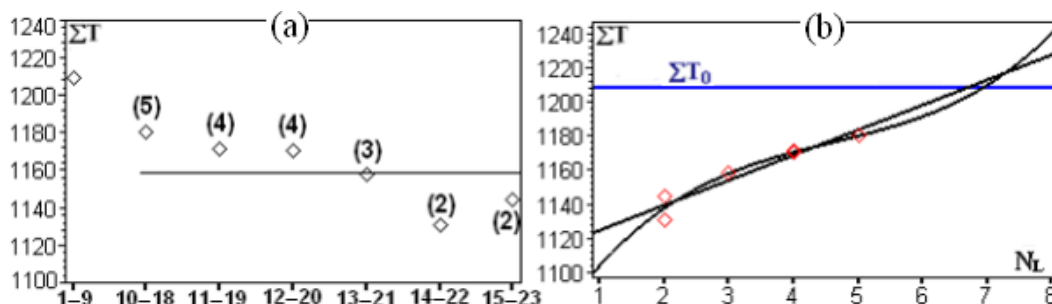


Рис. 2. Распределение ΣT по группам циклов – (а); зависимость ΣT от количества «длинных» циклов N_L в группе – (b).

Видно, что соотношение «длинных» и «коротких» циклов в группе адекватно отражает её длину и может использоваться для классификации групп достоверных циклов. Зависимость ΣT от количества «длинных» циклов N_L в группе, для групп $G_1 \div G_6$, и значение ΣT_0 демонстрирует Рис. 2b. Линейная и кубическая аппроксимирующие функции наложены на ΣT . Отметим, что значения ΣT для обеих версий ряда чисел Вольфа фактически совпадают. Для ΣSq связь с количеством «длинных» циклов N_L в группе у этих версий различна, что демонстрирует рис. 3, где отмечены ΣSq_0 . Квадратичные аппроксимирующие функции наложены на ΣSq .

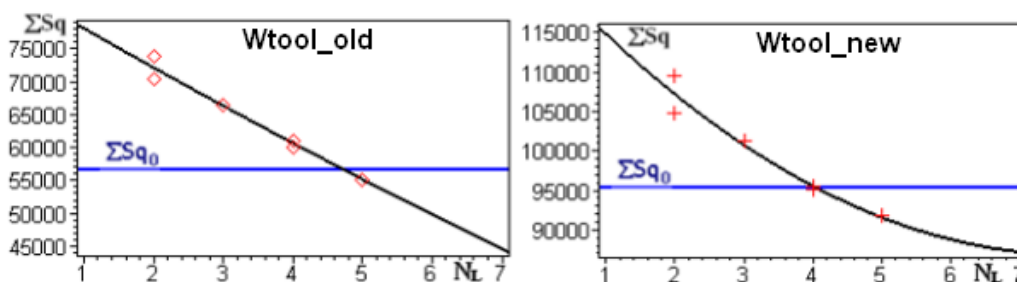


Рис. 3. Зависимость суммарной площади циклов в группе ΣSq от количества «длинных» циклов N_L в группе.

Оценим **согласованность** характеристик ΣT_0 , ΣSq_0 группы G_0 используя полученные зависимости.

1) Исходим из табличной длительности ΣT_0 циклов 1÷9. По кривым ΣT (рис. 2b) это соответствует $N_L = 7$ (семь «длинных» и два «коротких» цикла). По кривым ΣSq (рис. 3) для $N_L = 7$ находим суммарные площади

для этой комбинации девяти циклов без детализации их следования. Для старой версии $\Sigma Sq(N_L = 7) = 45850.26$, для новой – 87191.60. Эти величины значительно **меньше** ΣSq_0 – табличных суммарных площадей циклов $1 \div 9$ (по данным таблицы – более чем на среднюю площадь цикла). Фактически получаем ещё более низкий уровень солнечной активности в минимуме Дальтона и его окрестности, что весьма экзотично.

2) Если исходить из суммарной площади $\Sigma Sq_0 = 56713.65$ (старая версия), то по кривой ΣSq находим $N_L = 5$ (пять «длинных» и четыре «коротких» цикла) и далее (рис. 2b) $\Sigma T(N_L = 5) = 1180$ месяцев, что на 2.5 года короче табличной длительности циклов $1 \div 9$. В новой версии $\Sigma Sq_0 = 95482.44$, $N_L = 4$ и $\Sigma T(N_L = 4) = 1169$ месяцев (короче табличной на 3.3 года).

Видим, что при проекции «правил» групп $G1 \div G6$ на группу $G0$, для согласования её характеристик необходимо скорректировать, в первую очередь, длительность ряда W_{rest} . Далее предложено несколько вариантов такой коррекции.

За взвешенную оценку длины группы $G0$ возьмем среднее значение ΣT по группам $G1 \div G6$, равное **1159.0** месяцам (рис. 2a), которая очень близка к оценке через период основной гармоники: $129 \cdot 9 = 1161$ мес. Имеем сценарий трех «длинных» и шести «коротких» циклов ($N_L = 3$) с $\Sigma Sq(N_L = 3) = 66975.50/100762.50$ (старая / новая версии) и $w \sim 57.8/86.9$, что превосходит w_0 . Для близкого варианта с $N_L = 2$ имеем:

– $N_L = 2$, $\Sigma T(N_L = 2) = 1137.50$, $\Sigma Sq(N_L = 2) = 72519.52/107177.02$, $w \sim 63.8/94.2$.

3. Выводы

При сопоставлении протяженных фрагментов локальная невязка данных играет меньшую роль и получаются более взвешенные оценки. Классификации циклов по длительности позволяет описать связь между параметрами достоверных циклов и показать противоречивость этих параметров для группы циклов $1 \div 9$. Более реалистичному сценарию для ряда W_{rest} соответствует одновременное сокращение протяженности ряда на 4-5 лет и **увеличение** «среднего» W в 1.25 раз. Это согласуется с результатом работы [2], где сопоставлены числа Вольфа и температурные ряды нескольких европейских центров. В работе отмечено, что около 1925 г. и далее видна тенденция к синхронизации температурных характеристик, что отражает рост и возросшее влияние солнечной активности. Подобная ситуация отмечается и до 1850 г., т.е. необходимость усиления солнечной активности совпало с минимумом Дальтона.

Литература

1. *David H. Hathaway*. The Solar Cycle. 2015 / <https://arxiv.org/pdf/1502.07020.pdf>
2. *Шубаев И.Г.* (2010) Оценка восстановленной части ряда ежемесячных чисел Вольфа (1700–1849 гг.) по характеристикам его достоверной части (1849–2009) и температурным рядам / Труды Всер. Конф. «ССЗФ-2010», СПб, ГАО РАН, 2010, 455-458.
3. *Шубаев А.И.* (2017) Сопоставление характерных параметров солнечных циклов новой и старой версий рядов чисел Вольфа и динамика длиннопериодных компонент рядов / Труды XIV конференции молодых ученых. Москва, ИКИ, 2017. 143-148.

СПИСОК АВТОРОВ

- Абраменко В.И.* 3, 15, 177, 269, 423
Абрамов-Максимов В.Е. 7
Алексеев В.В. 11
Андреева О.А. 15, 19
Анфиногентов С.А. 197
Asepovski S. 213
Ахтемов З.С. 23, 431
Ашина П.Н. 345
Бабин А.Н. 27
Bai X. 321
Бакунина И.А. 7, 31
Баранов Д.Г. 99
Барановский Э.А. 35
Березин И.А. 39
Беспалов П.А. 345
Биленко И.А. 43
Богод В.М. 47, 317, 459
Богомолов Э.А. 75
Бондарь Н.И. 51
Бруевич Е.А. 55, 59, 63
Брумолл А.-М. 261, 273
Буров В.А. 63, 67
Василенко Т.А. 71
Васильев Г.И. 75, 79
Васильев С.С. 83
Васильева В.В. 381
Ватагин П.В. 87, 349
Веретененко С.В. 91, 95
Вернова Е.С. 99
Волобуев Д.М. 103
Вольвач А.Е. 111
Georgieva K. 213
Глобина В.И. 439, 443
Голубчина О.А. 107
Гопасюк О.С. 111
Горбачев М.А. 115
Горбунов М.А. 281
Горшков В. 119
Григорьева И.Ю. 123, 377, 455
Губченко В.М. 127
Данилова О.А. 329
Демина И.М. 131, 333
Дергачев В.А. 83, 135, 141, 153, 277
Дертеев С.Б. 145, 297
Deshev M. 225
Джимбеева Л.Н. 145
Дмитриев П.Б. 149, 153, 349
Довбнич М.М. 71
Duchlev P. 225
Еселевич В.Г. 337
Еселевич М.В. 337
Ефремов В.И. 157, 161
Zhang H. 321
Живанович И. 165, 169, 173, 353
Жукова А.В. 177, 201
Загайнова Ю.С. 179
Зайцев В.В. 183
Иванов В.Г. 165, 189
Игнатов В.К. 115
Илларионов Е.А. 381, 391
Исаева Е.А. 427
Казачевская Т.В. 55
Калинин А.А. 193
Калинина Н.Д. 193
Кальтман Т.И. 197, 249, 261
Karashik N.V. 411
Кафтан В.И. 229, 233
Кацова М.М. 51
Кашапова Л.К. 201, 273
Ким И.С. 205, 209
Кириллов А.К. 71
Киричек Е.А. 363
Kirov B. 213
Кичатинов Л.Л. 219
Клиорин Н.И. 253
Коваль А.Н. 27
Koleva K. 225
Комитов Б.П. 229, 233

- Константинов А.Н.* 79
Копылова Ю.Г. 427, 431
Королькова О.А. 237, 353
Крамынин А.П. 241
Круглов Е.М. 349
Крусанова Н.Л. 209
Хи Н. 321
Кудрявцев И.В. 79, 87, 141, 245, 249, 277
Кузанын К.М. 47, 253, 321, 459
Кузнецов В.Д. 257
Кузьменко И.В. 241
Куприянова Е.Г. 261, 273
Курочкин Е.А. 459
Куценко А.С. 265, 269, 321, 423
Куценко О.К. 269
Лазутков В.П. 349
Ларионова А.И. 273, 277
Лебедев М.К. 369
Лесовой С.В. 47
Логачев К.В. 281
Логачев Ю.И. 377
Лозицкая Н.И. 35
Лозицкий В.Г. 35
Лукин А.С. 361
Лукичева М.А. 403
Лукичева М.В. 197
Лысенко А.Л. 75
Макаренко Н.Г. 11, 103
Малащук В.М. 15, 19, 431
Мельников В.Ф. 31, 285, 419
Мендрий Я.В. 71
Мерзляков В.Л. 289, 293
Мехта Т. 261
Мешалкина Н.С. 201
Міпенко Е.Р. 411
Митева Р. 201
Михаляев Б.Б. 145, 297
Моргачев А.С. 31, 301, 357
Моторина Г.Г. 301, 357
Мяжкова И.Н. 201
Нагнибеда В.Г. 357, 403
Наговицын Ю.А. 213, 277, 305, 373
Накаряков В.М. 197
Непомнящих А.А. 219
Обридко В.Н. 95
Овчинникова Е.П. 75, 313, 439, 443
Овчинникова Н.Е. 369
Огурцов М.Г. 79, 91, 95, 277, 309, 349
Опарин И.Д. 313
Осин А.И. 257
Осипова А.А. 165, 305
Осокин А.Р. 325
Остряков В.М. 79
Очелков Ю.П. 63, 67
Павлов А.К. 79
Парфиненко Л.Д. 157, 161
Петерова Н.Г. 317, 407
Плотников А.А. 321
Попов В.В. 325
Поршнев С.В. 253
Птицына Н.Г. 131, 329, 333
Рогачевский И. 253
Родригес Р.Э. 317
Романов В.А. 337
Романов Д.В. 337
Романов К.В. 337
Руденко Г.В. 179
Рыжов В.С. 357
Рыжов Н.А. 403
Рябов М.И. 341
Савина О.Н. 345
Савченко М.И. 349
Садовский А.М. 377
Сапешко В.И. 381
Сафиуллин Н.Т. 253
Скорбеж Н.Н. 381
Скородумов Д.В. 349
Смирнова В.В. 301, 353, 357, 373
Собитняк Л.И. 341
Соколов Д.Д. 177, 361
Соловьев А.А. 157, 161, 169, 173, 237, 353, 363, 373
Старкова Л.И. 293
Стародубцев С.А. 447

Степанов А.В. 431
Стороженко А.А. 47, 369
Стрекалова П.В. 165, 373
Струмминский А.Б. 123, 377
Ступишин А.Г. 197
Сухарев А.Л. 341
Сьерра П. 47, 317
Таращук В.П. 35
Тлатов А.Г. 39, 47, 381, 387, 391,
395
Тлатова К.А. 381, 387, 391, 395
Тонев П.Т. 399
Топчило Н.А. 403, 407
Tugakulov Z.Y. 411
Тухкин И.Ю. 297
Тясто М.И. 99, 153, 329
Файнштейн В.Г. 179
Федоров В.М. 415
Филатов Л.В. 285, 419
Фрик П.Г. 361
Фролов Д.А. 79
Фурсяк Ю.А. 423
Хайкин В.Б. 369
Ханейчук В.И. 23
Хлыстова А.И. 177
Цап Ю.Т. 23, 301, 357, 427, 431
Чапанов Я. 119
Чариков Ю.Е. 313, 435, 439, 443
Шабалин А.Н. 313, 435, 439, 443
Шадрин Л.П. 447
Шапвалов С.Н. 451
Шаховская А.Н. 123, 455
Шендрик А.В. 197, 459
Шибяев И.Г. 463
Шивидов Н.К. 297
Шишов И.И. 349
Шляпников А.А. 115, 281
Jungner H. 309
Юшков Е.В. 361
Якубовская И.В. 111
Якунина Г.В. 55, 59
Yang S. 321

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Абраменко В.И.</i> Самоорганизованная критичность солнечного магнетизма	3
<i>Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.</i> Колебания в активных областях Солнца на предвспышечной стадии	7
<i>Алексеев В.В., Макаренко Н.Г.</i> Мультимасштабное представление активных областей Солнца	11
<i>Андреева О.А., Абраменко В.И., Малащук В.М.</i> Северо-южная асимметрия корональных дыр и солнечных пятен в период 2013–2015 гг.	15
<i>Андреева О.А., Малащук В.М.</i> Корональные дыры на спаде активности 24-го цикла	19
<i>Ахтемов З.С., Цап Ю.Т. Ханейчук В.И.</i> О связи корональных дыр средних и низких широт с общим магнитным полем Солнца	23
<i>Бабин А.Н., Коваль А.Н.</i> Большой Лио-коронограф конструкции Никольского-Сазанова в Крымской астрофизической обсерватории	27
<i>Бакунина И.А., Мельников В.Ф., Моргачев А.С.</i> Предвспышечная динамика микроволнового и ультрафиолетового излучения в активных областях Солнца	31
<i>Барановский Э.А., Лоцицкий В.Г., Лоцицкая Н.И., Таращук В.П.</i> К вопросу о существовании сверхсильных магнитных полей во вспышках	35
<i>Березин И.А., Тлатов А.Г.</i> Сравнительный анализ наземных и спутниковых наблюдений фото-сферного магнитного поля в приложении к моделированию параметров корональных дыр и солнечного ветра	39
<i>Биленко И.А.</i> Влияние циклических изменений глобального магнитного поля Солнца на характеристики плазмы межпланетной среды	43
<i>Богод В.М., Кузанын К.М., Лесовой С.В., Стороженко А.А., Тлатов А.Г., Sierra Pablo</i> Разработка проекта реконструкции Гаванской радиоастрономической станции в составе российских служб Солнца и Космической погоды...	47

Бондарь Н.И., Кацова М.М.

Долговременные изменения блеска у звёзд малых масс с сильными магнитными полями 51

Бруевич Е.А., Казачевская Т.В., Якунина Г.В.

Вариации потоков солнечного КУФ-излучения в линиях гелия (вне вспышек) по данным SDO/EVE в 24-м цикле. Лаймановские декременты линий водорода и гелия 55

Бруевич Е.А., Якунина Г.В.

24-й цикл солнечной активности: геоэффективность вспышек 59

Буров В.А., Бруевич Е.А., Очелков Ю.П.

Прогноз сильных возмущений магнитного поля Земли по совокупным характеристикам солнечных вспышек и выбросов корональной массы 63

Буров В.А., Очелков Ю.П.

Прогноз интенсивности солнечных протонных событий с энергиями протонов 10–100 МэВ по рентгеновскому излучению вспышек 67

Василенко Т.А., Довбнич М.М., Кириллов А.К., Мендрий Я.В.

Пространственно-временной анализ аварийных ситуаций в угольных шахтах. Космофизические аспекты. I. Авария на шахте Краснолиманская в 2015 г. 71

Васильев Г.И., Богомолов Э.А., Лысенко А.Л., Овчинникова Е.П.

Гамма излучение, вызванное ядерным взаимодействием протонов, ускоренных во время солнечных вспышек 75

Васильев Г.И., Константинов А.Н., Кудрявцев И.В., Огурцов М.Г., Остряков В.М., Павлов А.К., Фролов Д.А.

Изотопные следы сжатий гелиосферы, вызванных столкновениями солнечной системы с плотными межзвездными облаками 79

Васильев С.С., Дергачев В.А.

Природа циклических изменений скорости образования ^{10}Be за последние 10 тыс. лет 83

Ватагин П.В., Кудрявцев И.В.

Пространственно-временная динамика быстрых электронов, распространяющихся во вспышечной плазме с учетом взаимодействия с ленгмюровской турбулентностью 87

Веретененко С.В., Огурцов М.Г.

Влияние солнечно-геофизических факторов на состояние стратосферного полярного вихря 91

Веретененко С.В., Огурцов М.Г., Обридко В.Н.

Долговременные изменения годовой частоты повторяемости магнитных бурь с внезапным и постепенным началом по данным обсерваторий ИЗМИРАН и Слущк (Павловск) 95

Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г.

Долготная асимметрия солнечной активности и правило Гневышева-Оля 99

Волобуев Д.М., Макаренко Н.Г.

Горизонты предсказуемости солнечной активности 103

Голубчина О.А.

Проявление симпатических всплесков на Солнце в сантиметровом диапазоне длин волн 107

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

Экстремальные солнечные события 6 сентября 2017 года 111

Горбачев М.А., Игнатов В.К., Шляпников А.А.

Анализ магнитной активности звезд нижней части Главной последовательности с обнаруженными экзопланетами 115

Горшков В., Чапанов Я.

Зимние Северо-Атлантические колебания, управляемые вариациями полного солнечного облучения 119

Григорьева И.Ю., Струминский А.Б., Шаховская А.Н.

Протонные вспышки с невыраженной импульсной фазой 123

Губченко В.М.

Источник электромагнитного излучения в короне и импеданс области стационарного магнитного пересоединения 127

Демина И.М., Птицына Н.Г.

Вариации солнечной активности и главного магнитного поля Земли во втором тысячелетии н.э. 131

Дергачев В.А.

Оценка изменений температуры в прошлые эпохи по данным изотопных отношений благородных газов Ar, Kr, Xe с N₂ в слоях льда и океане 135

Дергачев В.А., Кудрявцев И.В.

Периоды экстремально высоких значений скорости образования космогенного ¹⁴C и изменение температуры по данным о содержании изотопа ⁴⁰Ar в слоях льда за последние 4000 лет 141

Дертеев С. Б., Михальев Б. Б., Джимбеева Л.Н. Модель КВМ с винтовым магнитным полем	145
Дмитриев П.Б. Временная структура мягкого рентгеновского излучения Солнца на протяжении 22–24 циклов солнечной активности	149
Дмитриев П.Б., Дергачев В.А., Тясто М.И. Проявление циклов солнечной активности в ритмах озёрных ленточных глин Позднего Плейстоцена и современной эпохи	153
Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Особенности тонкой структуры фотосферы при высоком пространственном разрешении	157
Ефремов В.И., Парфиненко Л.Д., Соловьев А.А. Связь вариаций магнитного поля пятна и яркости его тени при долгопериодических колебаниях пятен	161
Живанович И., Осипова А.А., Стрекалова П.В., Иванов В.Г. Радиальный профиль магнитного поля солнечных пятен в рекуррентных группах	165
Живанович И., Соловьев А.А. Зависимость яркости тени солнечного пятна от напряженности его магнитного поля	169
Живанович И., Соловьев А.А. Распределение магнитного поля в ведущем и хвостовом солнечных пятнах	173
Жукова А.В., Соколов Д.Д., Абраменко В.И., Хлыстова А.И. Проявления флуктуационного динамо в 23-м и 24-м циклах	177
Загайнова Ю.С., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В. Связь скорости КВМ с быстротой спада магнитного поля в области генерации выброса массы	179
Зайцев В.В. Источники микроволнового излучения, возникающие над нейтральной линией магнитного поля	183
Иванов В.Г. Вариации формы 11-летнего цикла солнечной активности в ряде чисел Вольфа	189
Калинин А.А., Калинина Н.Д. О моделировании спектра солнечного пятна	193

Кальтман Т.И., Накаряков В.М., Анфиногентов С.А., Ступишин А.Г., Лукичева М.В., Шендрик А.В. Каталог горячих струй в короне Солнца за 2015–2018 гг.	197
Кашанова Л.К., Жукова А.В., Мешалкина Н.С., Митева Р., Мягкова И.Н. Изучение особенностей солнечных источников в СКЛ на основе микроволновых наблюдений с использованием магнито-морфологической классификации активных областей	201
Ким И.С. Геннадий Михайлович Никольский – выдающийся астроном и незаурядный человек	205
Ким И.С., Крусанова Н.Л. Цвет структур солнечной короны	209
Kirov B., Georgieva K., Asenovski S., Nagovitsyn Yu.A. Solar activity and climate of the Earth	213
Кичатинов Л.Л., Непомнящих А.А. Модель динамо северо-южной асимметрии солнечной активности	219
Koleva K., Dechev M., Duchlev P. Multi-wavelength Study of a Solar Two-ribbon Flare	225
Комитов Б.П., Кафтан В.И. Анализ временного ряда среднегодовых значений общепланетарного вулканического индекса (VEI) за последние ~ 400 лет. О возможной связи с солнечной и геомагнитной активностью	229
Комитов Б.П., Кафтан В.И. Солнечно обусловленные колебания климата Южной Болгарии: анализ годовых колец иглолистных древесных образцов	233
Королькова О.А., Соловьев А.А. Трехмерная модель спокойного солнечного протуберанца	237
Крамынин А.П., Кузьменко И.В. Динамика распределения климатических параметров по фазам 11-летнего цикла солнечной активности	241
Кудрявцев И.В. Гелиосферный модуляционный потенциал, реконструированный на основе данных по содержанию космогенного изотопа ¹⁰ Be во льдах Гренландии, и экстремумы активности Солнца	245

Кудрявцев И.В., Кальтман Т.И.

Влияние углового распределения ленгмюровских волн на направленность радиоизлучения на двойной плазменной частоте 249

Кузанын К.М., Сафиуллин Н.Т., Клиорин Н.И., Рогачевский И., Поршнев С.В.

Свойства тильта групп пятен и закон Джоя 253

Кузнецов В.Д., Осин А.И.

МГД ударные волны и турбулентность в бесстолкновительной плазме солнечного ветра 257

Куприянова Е.Г., Кальтман Т.И., Брумолл А.-М., Мехта Т.

Тестирование методов распознавания КПП с нестационарными параметрами 261

Куценко А.С.

Дифференциальное вращение магнитных структур с различным магнитным потоком 265

Куценко О.К., Куценко А.С., Абраменко В.И.

Спектры мощности затухающих активных областей 269

Ларионова А.И., Брумолл А.-М., Кашанова Л.К., Куприянова Е.Г.

Анализ усредненного профиля излучения вспышки Солнца как звезды в полосе 1600 А 273

Ларионова А.И., Дергачев В.А., Кудрявцев И.В., Наговицын Ю.А., Огурцов М.Г.

Радиоуглеродные данные с конца 18 века как отражение вариаций солнечной активности, естественных климатических изменений и антропогенной активности 277

Логачев К.В., Горбунов М.А., Шляпников А.А.

Каталог и библиография активных красных карликов, изученных в КрАО 281

Мельников В.Ф., Филатов Л.В.

Условия генерации вистлеров нетепловыми электронами во вспышечных петлях 285

Мерзляков В.Л.

Дрейфовые потоки вещества в корону Солнца 289

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

Проявления в короне Солнца процесса генерации магнитного поля ... 293

Михаляев Б.Б., Дертеев С.Б., Шивидов Н.К., Тухкин И.Ю. Изгибные колебания корональных петель, содержащих электрические токи	297
Моргачев А.С., Цап Ю.Т., Моторина Г.Г., Смирнова В.В. Об источнике генерации суб-терагерцового излучения солнечной вспышки 2 апреля 2017	301
Наговицын Ю.А., Осипова А.А. Вариации напряженности межпланетного магнитного поля на длительных временных шкалах	305
Ogurtsov M.G., Jungner H. Solar and Atlantic ocean influence on climate of Fennoscandia	309
Опарин И.Д., Чариков Ю.Е., Овчинникова Е.П., Шабалин А.Н. Влияние электрон-электронного тормозного излучения на поток и энергетический спектр жёсткого рентгеновского излучения солнечных вспышек	313
Петерова Н.Г., Богод В.М., Родригес Р.Э., Сьерра П. Результаты наблюдений солнечных затмений на Гаванской радионавигационной станции. К 50-летию основания ГРС	317
Плотников А.А., Куценко А.С., Yang S., Xu H., Bai X., Zhang H., Кузнецов К.М. Калибровка карт продольного магнитного поля для инструмента SMFT	321
Попов В.В., Осокин А.Р. Линейная поляриметрия нижней К-короны	325
Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И. Влияние параметров гелиосферы на жесткость геомагнитного обрезания космических лучей во время различных фаз магнитной бури	329
Птицына Н.Г., Демина И.М. Новая реконструкция солнечной активности в 1000–1700 гг.	333
Романов Д.В., Романов К.В., Романов В.А., Еселевич В.Г., Еселевич М.В. Формирование предвспышечного сигнала в условиях солнечной хромосферы	337
Рябов М.И., Сухарев А.Л., Собитняк Л.И. О свойствах переменности солнечной постоянной как индекса солнечной активности	341

Савина О.Н., Беспалов П.А., Ашина П.Н. Критические пространственно-временные масштабы акустико-гравитационных возмущений неоднородной хромосферы	345
Савченко М.И., Ватагин П.В., Дмитриев П.Б., Огурцов М.Г., Круглов Е.М., Лазутков В.П., Скородумов Д.В., Шишов И.И. Временные и энергетические спектры мягкого рентгеновского излучения солнечной активной области NOAA 1024, зарегистрированного прибором "ПИНГВИН-М" в период глубокого минимума солнечной активности в июле 2009 года	349
Смирнова В.В., Королькова О.А., Соловьев А.А., Живанович И. Ротационные свойства корональных полярных дыр по данным SDO ...	353
Смирнова В.В., Цап Ю.Т., Моргачев А.С., Моторина Г.Г., Рыжов В.С., Нагнибеда В.Г. Сравнительные характеристики вспышечных событий М-класса по наблюдениям на радиотелескопе РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э. Баумана	357
Соколов Д.Д., Юшков Е.В., Фрик П.Г., Лукин А.С. Мелкомасштабное динамо в спектральном представлении и нелинейная стабилизация солнечного динамо	361
Соловьев А.А., Киричек Е.А. Модификация модели факельного элемента	363
Стороженко А.А., Лебедев М.К., Овчинникова Н.Е., Хайкин В.Б. Тестовые режимы слежения РАТАН-600 для наблюдения быстропеременных процессов на Солнце	369
Стрекалова П.В., Соловьев А.А., Смирнова В.В., Наговицын Ю.А. Оценка периода низкочастотных колебаний факельных образований на Солнце	373
Струминский А.Б., Логачев Ю.И., Григорьева И.Ю., Садовский А.М. Два типа длительных вспышек: солнечные протоны и релятивистские электроны	377
Тлатов А.Г., Васильева В.В., Сапешко В.И., Скорбеж Н.Н., Тлатова К.А., Илларионов Е.А. Создание рядов свойств отдельных солнечных пятен	381
Тлатов А.Г., Тлатова К.А. Полярные и низкоширотные факелы в 23–24 циклах активности	387

Глатов А.Г., Глатова К.А., Илларионов Е.А. Темные точки, наблюдаемые на фотосфере Солнца, и подсчет индекса солнечных пятен	391
Глатова К.А., Глатов А.Г. Биполи, нарушающие законы Джоя и Хейла в 15–24-х циклах активности	395
Тонев П.Т. Ответ глобальной электрической цепи на солнечные протонные события по наземным измерениям – модельная оценка роли заряда частиц	399
Топчило Н.А., Лукичева М.А., Нагнибеда В.Г., Рыжов Н.А. Радиорadius Солнца в мм диапазоне и современные модели хромосферы	403
Топчило Н.А., Петерова Н.Г. Измерение угла наклона оси магнитного поля солнечных пятен (метод и результаты)	407
Turakulov Z.Y., Karachik N.V., Minenko E.P. Calculation of the main parameters of a magnetic flux tube within the model of cylindrically-symmetric equilibria of two-component plasma	411
Федоров В.М. Особенности изменения солярного климата Земли в современную эпоху	415
Филатов Л.В., Мельников В.Ф. Микроволновое излучение вспышечной петли при наличии турбулентности вистлеров	419
Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И., Куценко А.С. Связь между электрическими токами и ультрафиолетовым излучением активной области	423
Цап Ю.Т., Исаева Е.А., Копылова Ю.Г. О расщеплении полос на динамических спектрах радиовсплесков II типа	427
Цап Ю.Т., Степанов А.В., Копылова Ю.Г., Ахтемов З.С., Малащук В.М. Корональные петли и оптическое излучение вспыхивающих звезд	431
Чариков Ю.Е., Шабалин А.Н. Кинетика пучка ускоренных электронов с учетом гидродинамического отклика вспышечной плазмы	435

<i>Шабалин А.Н., Глобина В.И., Чариков Ю.Е., Овчинникова Е.П.</i> Моделирование квазипериодических вариаций жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек в системе плазма – пучок ускоренных электронов	439
<i>Шабалин А.Н., Глобина В.И., Чариков Ю.Е., Овчинникова Е.П.</i> Субсекундные спайки рентгеновского излучения в солнечных вспышках: кинематика ускорения и распространения ускоренных электронов	443
<i>Шадрина Л.П., Стародубцев С.А.</i> Геоманнитные бури и Форбуш-понижения ГКЛ в 24-м цикле солнечной активности	447
<i>Шановалов С.Н.</i> Вариации светимости UVB-UVA в 24-м цикле солнечной активности	451
<i>Шаховская А.Н., Григорьева И.Ю.</i> LDE-вспышки и связанные с ними хромосферные и корональные явления в 24-м солнечном цикле	455
<i>Шендрик А.В., Богод В.М., Кузанын К.М., Курочкин Е.А.</i> Методика обработки наблюдений РАТАН-600 для изучения динамики плазменных струй и активности солнечного цикла	459
<i>Шibaев И.Г.</i> Старая и новая версии ряда чисел Вольфа: согласованность характеристик восстановленной и инструментальной частей рядов	463
Список авторов	467

Научное издание

***XXIII ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ
КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА***

**СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2019**

ТРУДЫ

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

Подписано в печать 17.09.2019. Формат $84 \times 108^{1/16}$.
Бумага офсетная. Гарнитура Times. Печать цифровая.
Усл. печ. л. 27,84. Тираж 90 экз. Заказ № 1080.

Отпечатано в Издательстве ВВМ.
198095, Санкт-Петербург, ул. Швецова, 41.