ISSN 0552-5829

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

ХХVIII ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА

СОЛНЕЧНАЯ И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ ФИЗИКА – 2024

труды



Сборник содержит доклады, представленные на XXVIII Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2024» (7 – 11 октября 2024, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Физика солнечной плазмы» Научного совета «Солнце-Земля». Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности и солнечно-земным связям. Конференция проводилась в очно-заочной форме.

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Болгарии, Сербии, Израиля, Чешской Республики, Финляндии.

Оргкомитет конференции

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

Члены оргкомитета:

В.И. Абраменко (КрАО РАН) В.М. Богод (САО РАН) К. Георгиева (ИКСИ-БАН, Болгария) В.А. Дергачев (ФТИ РАН) Н.Р. Ихсанов (ГАО РАН) М.М. Кацова (ГАИШ МГУ) Л.Л. Кичатинов (ИСЗФ СО РАН) Н.Г. Макаренко *(ГАО РАН)* В.Ф. Мельников *(ГАО РАН)* В.Н. Обридко *(ИЗМИРАН)* А.А. Соловьёв *(ГАО РАН)* Д.Д. Соколов *(МГУ)* Ю.Т. Цап *(КрАО РАН)*

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

© Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, 2024

ISBN 978-5-9651-1596-9

ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ ФОТОСФЕРОЙ И КОРОНОЙ

Абраменко В.И.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

COUPLING BETWEEN PHOTOSPHERE AND CORONA

Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Time variations of parameters of turbulence (magnetic power spectrum, correlation length, and multi-fractality spectrum) for the photospheric magnetic field in a complex active region (AR NOAA 13354) during its passage across the solar disk were calculated and compared with the flare activity timing. A question is: was there any offprint of a strong flare in the time profiles of the measured parameters? We found that no strong abrupt changes in the turbulent and multi-fractal time variations were observed neither before, no after the flare. Smooth variations in the parameters reflect the common restructuring of the field. At the same time, statistical studies show that more complex ARs demonstrate higher level of turbulence/multi-fractality and higher flaring. So, we might suggest that the photosphere achieves some level of turbulence that ensure its flaring potential, and further operates as "slowdriving mechanism" independently from the self-organized critical state in the corona. Our future efforts to discover ways of energy/information exchange between the photosphere and the corona could be focused on: careful investigations of magnetic field and plasma between the photosphere and chromosphere; further progress in observations of small-scale features; applications of the neural network techniques.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-3-8

Поверхность Солнца – очень тонкая фотосфера. На ней иногда видны темные пятна, медленно меняющиеся, живущие до нескольких недель. А выше – огромная протяженная и очень быстро меняющаяся корона. Разные масштабы, разные скорости, разные физические условия (температура, плотность, давление) – и, тем не менее, все это составляет единую систему. Как осуществляются связи в такой системе, как передается энергия/информация от одной части к другой? До сих пор остается открытым вопрос, каким образом это происходит, какие явления и на каких пространственно-временных масштабах обеспечивают обмен энергией между плавно меняющимися фотосферными структурами и бурно развивающимися событиями в короне. Единственным связующим звеном-агентом является магнитное поле, система его силовых линий, простирающихся из подфотосферных слоев в корону. Что нам уже известно о связях фотосферы и короны? Из наблюдений известно, что иногда имеет место отклик фотосферы на взрывные процессы в короне. Это и хорошо известные белые вспышки [1, 2], и солнцетрясения [3]. Менее известны работы об изменении фотосферного поля в пятнах во время вспышки. В 2000-х группа ученых из New Jersey Institute of Technology [4, 5] обнаружила, что за время вспышки фотосферное поле в пятне может заметно измениться: поле становится более вертикальным, что авторы объясняют изменением его наклона в результате пересоединения в короне. Позднее, в 2015 появилась работа [6], где авторы показали, что самые сильные изменения магнитного поля в пикселях происходят в местах, куда проектируются компактные источники жесткого рентгеновского излучения, обусловленного вспышкой в короне, причем пик в фотосфере может как опережать, так и запаздывать относительно пика в короне. Авторы интерпретируют результат как отклик в фотосфере на формирование токового слоя в короне и последующего пересоединения силовых линий.

Вопрос об обратной связи – снизу вверх – остается менее проработанным. Кроме гипотетической концепции, что наблюдаемое усиление магнитного потока и увеличение площади пятен обусловлено подъемом магнитных трубок, других наблюдательных доказательств о переносе материи (энергии) от фотосферы вверх нет. Передача энергии различными типами МГД волн очень широко разработана и успешно применяется для объяснения нагрева протяженной квази-однородной короны [7–9] и ускорения солнечного ветра [10] на огромных масштабах, но вряд ли она способна объяснить накопление и спонтанное выделение энергии во вспышках. Тут явно задействовано магнитное поле, причем не только его величина, но и его топологические особенности как в фотосфере, так и в короне. Давно считается общепринятым, что энергия вспышек – это свободная магнитная энергия в короне, а приток этой энергии поступает из фотосферы. Встает вопрос: как это происходит?

Принято считать, что петельные структуры, видимые в ультрафиолетовом излучении, в короне над активной областью (AO) ориентированы вдоль магнитного поля. Фильмы, полученные в UV-линиях на станции SDO, демонстрируют высокую нестационарность и квази-взрывной характер излучения в короне. В то же время, изменения в магнитной структуре фотосферы на тех же временных интервалах (скажем, порядка нескольких часов) оказываются едва заметными. Как бурный характер коронального поля сосуществует с медленно меняющимся фотосферным полем? Есть ли в фотосфере отголоски той само-организованной критичности (SOC), которая довлеет в короне [11, 12]?

Для ответа на вопрос уместно вспомнить, что плазма в фотосфере пребывает в состоянии турбулентности. Следовательно, к ней и ее атрибутам (в том числе и к магнитному полю) применимы методы анализа турбулентных сред. Самая удобная характеристика турбулентности – это спектр мощности E(k) и его наклон α . Спектры мощности магнитного поля в фотосфере исследуются давно. Другой полезный параметр для исследования

степени мульти-фрактальности среды – это флэтнесс-функция F(r) поля, определяемая как отношение шестой структурной функции к кубу второй структурной функции [13]. Наклон флэтнесс-функции к, в двойном логарифмическом масштабе определяет степень мульти-фрактальности поля (степень перемежаемости): чем круче F(r), тем более сложное поле. Отметим, что E(k) и F(r) – это функции, описывающие поведение второго и шестого статистических моментов поля, соответственно. Согласно [14], у последней больше шансов выявить высокой степени перемежаемости, а следовательно, и SOC.

До сих пор эти методы применялись для статистических исследований АО и показали неплохие результаты. В частности, в работах [15, 16] на статистическом материале было показано, что чем круче спектр мощности продольной компоненты поля B_z , тем выше уровень вспышечной продуктивности АО. Аналогичный вывод был сделан в [17] по результатам флэтнесс-функции продольного поля. В данной работе была сделана попытка на примере одной АО проследить, как меняются эти показатели при развитии АО и при запуске единственной мощной вспышки.

Анализ проведен для АО NOAA 13354, данные о магнитном поле были получены прибором HMI на станции SDO с 27 июня по 1 июля 2023 г. магнитограммы продольного Использовались поля hmi.sharp сеа 720s.magnetogram с интервалом 12 минут. Всего было проанализировано 599 магнитограмм. Для отслеживания активности в короне, использовались изображения АО в линиях 1600А и 171А, полученные инструментом SDO/AIA и данные GOES-18. АО 13354 удобна для изучения тем, что она появилась и быстро развилась до ММК-класса ВЗ, была хорошо изолированной (практически одна да диске) и дала единственную свою мощную вспышку МЗ.8, когда находилась вблизи центрального меридиана (на W13). Таким образом, в пределах 1-2 суток до вспышки и после вспышки данные о магнитном поле уверенные. На рис. 1 показана магнитограмма АО (слева) и изображение в линии 1600А во время вспышки. Соответствующие синхронные фильмы развития событий в магнитном поле и в линиях 171А и 1600А показывают, что во время вспышки никаких заметных изменений в фотосферном поле не происходит. Заметное и быстрое всплытие магнитного потока в виде б-структуры происходит примерно через сутки после вспышки (с полудня 30.06.2023). Но в короне этот процесс ничем заметным не выделяется на фоне мелких вспышек.

Временные изменения индекса спектра мощности α и индекса мультифрактальности к показаны на рис. 2. Спектральный индекс α меняется очень слабо, оставаясь на уровне Колмогоровского индекса -5/3 (пунктирная прямая), что свидетельствует о стационарном режиме развитой турбулентности. Момент вспышки никак не выделен. Вариации индекса к показывают, что фрактальные свойства выявляют долгие периоды постоянства с довольно резкими переходами в другой режим. И опять момент перехода (примерно после полудня 30.06.2023) не привязан к вспышке, а скорее к всплытию δ-структуры и перестройке магнитного поля.



Рис. 1. Слева – SDO/HMI магнитограмма АО NOAA 13354 в момент начала вспышки M3.8 (29.06.2023/14:00UT). Магнитограмма масштабирована от –800 гаусс (черное) до +800 гаусс (белое). Север вверху, запад справа. Справа – изображение АО (в картинной плоскости) в линии SDO/1600A во время максимума вспышки, в 14:14:53UT.



Рис. 2. Изменения степенного индекса α спектра мощности магнитного поля (жирная линия) и степенного индекса к флэтнесс-функции магнитного поля (двойная линия). Пунктирная линия К41 – индекс Колмогоровского спектра -5/3. Штрих-пунктирная линия – изменения беззнакового магнитного потока от 2 до 5×10²² Мх. Тонкая линия показывает рентгеновский поток 1–8А со спутника GOES-18. Крестиками обозначены вспышки в других АО. МЗ.8 – максимальная вспышка АО 13354 (N17 W13) – происходит на фоне плоских участков в α - и к-индексах. Процесс всплытия и развития δ -структуры (после полудня 30.06.2023) отражается как подъем к-индекса (укручение спектра), т.е. усиление фрактальности поля, но не сопровождается вспышками.

Итак, фрактальные и турбулентные свойства поля выявляют долгие периоды постоянства с плавными переходами в другой режим. Момент перехода не привязан к вспышке, а скорее к всплытию и перестройке потока. Из предыдущих исследований известно, что для большого количества АО существует статистическая связь между турбулентными (и другими) параметрами поля и вспышечной продуктивностью. Можно заключить, что фотосферное магнитное поле развивается в состоянии само-организации (мульти-фрактальность), квази-стационарно в состоянии развитой турбулентности, но делает это на том уровне своих турбулентных возможностей, которые обеспечат ему наблюдаемую вспышечную продуктивность в короне. Имеет место информационный разрыв с короной.

Для дальнейшего продвижения нам необходимо изучать переходный слой фотосфера–хромосфера; идти глубже в структуры мелких масштабов (до 100 м); возможно, привлекать методы нейросетей.

- 1. *Babin A.N, Baranovskij E.A., Koval' A.N.* Studies of the atmospheric structure of the solar white-light flare of August 9, 2011 // Astron. Rep. 2016. Vol. 60, pp.768-775.
- 2. Hudson H.S. Chasing White-Light Flares // Solar Physics. 2016. Vol. 291. pp 1273-1322.
- 3. *Donea A*. Seismic Transients from Flares in Solar Cycle 23 // Space Sci. Rev. 2011. Vol. 158, pp. 451-469.
- 4. *Chen W.Z., Liu C., Song H., et al.* A statistical study of rapid sunspot structure change associated with flares // Chin. J. Astron. Astrophys. 2007. Vol.7, pp. 733-742.
- 5. *Wang H.M., Liu C., Jing J., Yurchyshyn V.* Successive flaring during the 2005 September 13 eruption // ApJ. 2007. Vol.671, pp.973-977.
- 6. *Burtseva O., Martinez-Oliveros J.C., Petrie G.J.D., Pevtsov A.A.* Hard X-Ray Emission During Flares and Photospheric Field Changes // ApJ. 2015. Vol.806, pp. 173-189.
- 7. *Bingham R., Shukla P.K., Eliasson B., Stenflo, L.* Solar coronal heating by plasma waves // Journal of Plasma Physics. 2010. Vol. 76, pp. 135-158.
- 8. *Stangalini M., Berrilli F., Del Moro D., Egidi A., et al.* Coupling photosphere and chromosphere through plasma waves // Mem. S. A. It. 2010. Vol. 81, pp.806-809.
- 9. *Verdini A., Grappin R., Velli M.* Coronal heating in coupled photosphere-chromosphere-coronal system: turbulence and leakage // A&A. 2012.Vol.538, pp.70-85.
- 10. *Ofman L*. Acceleration and heating of solar wind ions by nonlinear waves // Advances in Geoscience. Vol. 2: (Solar Terrestrial). Published by World Scientific. 2010, pp. 1–20.
- 11. Watkins N.W., Prussner G., Chapman S.C., et al. 25years of self-organized criticality: Concepts and controversies // Space Sci. Rev. 2016. Vol. 198, pp. 3-44.
- 12. *McAteer R.T.J., Aschwanden M.J., Dimitropoulou M., et al.* 25years of self-organized criticality: Numerical Detection Methods // Space Sci. Rev. 2016. Vol. 198, pp.217-266.
- 13. *Abramenko V*. Multifractal analysis of solar magnetograms // Solar Phys. 2005. Vol. 228, pp. 29-42.
- 14. *Frisch U.* / Turbulence, The Legacy of A.N. Kolmogorov, Cambridge University Press, 1995.

- 15. *Abramenko V*. Relationship between magnetic power spectrum and flare productivity in solar active regions // ApJ. 2005. Vol. 629, pp. 1141-1149.
- 16. *Abramenko V.*, *Yurchyshyn V.* Magnetic energy spectra in solar active regions // ApJ, 2010. Vol. 720, pp. 717-722.
- 17. *Abramenko V.*, *Yurchyshyn V.* Intermittency and multifractality spectra of the magnetic field in solar active regions // ApJ. 2010. Vol. 722, pp. 122-130.

СИМПАТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА РАДИОГЕЛИОГРАФЕ НОБЕЯМА

Абрамов-Максимов В.Е.

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

SYMPATHETIC EVENTS FROM OBSERVATIONS WITH THE NOBEYAMA RADIOHELIOGRAPH

Abramov-Maximov V.E.

Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

We present a few cases of sympathetic events identified from observations on the Nobeyama Radioheliograph (NoRH) at 17 GHz. Sympathetic phenomena on the Sun are understood to be events (flares, bursts) that occur with a small interval of time in active regions located at significant distances from each other. It is assumed that the initiating flare, with the help of some disturbing agent, causes a secondary flare. We estimated the speed of propagation of the disturbing agent from one active aregion to another. In different cases the agent's speed is different. It varies from 100 to 4000 km/sec. Perhaps the nature of the agent is different in different cases. Sympathetic phenomena in the radio range are not exotic events and are observed quite frequently. The Nobeyama Radioheliograph and the Siberian Radioheliograph are the most suitable instruments for studying sympathetic phenomena in the radio range. To draw a final conclusion about the nature of the agent, observations in one range are not enough, and joint study based on simultaneous observations in different ranges is necessary.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-9-12

Симпатическими явлениями на Солнце называют события (вспышки, всплески), происходящие с небольшим интервалом по времени в активных областях (AO), удаленных друг от друга на значительные расстояния (до 10⁶ км и более). Считается, что инициирующая вспышка при помощи возмущающего агента вызывает вторичную вспышку. Малый интервал времени между событиями в удаленных на большое расстояние друг от друга АО указывает на большую скорость распространения возмущения.

Симпатические явления на Солнце были обнаружены в 30-е годы прошлого века из анализа статистики оптических вспышек [1, 2]. Долгое время реальность этих явлений подвергалась сомнениям [3]. Однако последующие исследования свидетельствуют о реальности явлений (например, [4, 5]).

Для объяснения симпатических явлений предлагались различные механизмы распространения возмущений: МГД-волны, потоки быстрых частиц, волны Моретона, подфотосферные возмущения.

Цель данной работы – выявление симпатических явлений в радиодиапазоне, оценка скорости возмущающего агента, что, возможно, позволит в дальнейшем прояснить природу симпатических вспышек, а также лучше понять механизмы развития солнечных вспышек.

Для решения поставленных задач использовался архив наблюдений на радиогелиографе Нобеяма (NoRH) на частоте 17 ГГц. Радиоизображения полного диска Солнца синтезировались за весь день наблюдений (около 8 часов) с интервалом 10 сек и временем усреднения 10 сек. Пространственное разрешение NoRH на частоте 17 ГГц составляет около 10–20 сек дуги в зависимости от высоты Солнца. Затем строились временные профили максимальных яркостных температур исследуемых АО, которые приведены на рис. 1–4. По времени задержки между инициирующей и инициируемой



Рис. 1. Временные профили максимальных яркостных температур микроволнового излучения (17 ГГц) активных областей (АО) NOAA 10365 и 10373 по данным NoRH 27 мая 2003 г. Ось абсцисс – время UT, 0 соответствует 00:00 UT 27 мая 2003 г., ось ординат – максимальные яркостные температуры АО.



Рис. 2. Временные профили максимальных яркостных температур микроволнового излучения (17 ГГц) АО NOAA 10386 и 10388 по данным NoRH 21 июня 2003 г. Ось абсцисс – время UT, 0 соответствует 00:00 UT 21 июня 2003 г., ось ординат – максимальные яркостные температуры АО.

вспышками делалась оценка скорости возмущающего агента. Траектория распространения возмущающего агента неизвестна. Поэтому необходимо было сделать предположения о его возможных траекториях распространения. Например, в качестве такой траектории можно было взять расстояние между АО по фотосфере. Ясно, что это нижняя граница возможной оценки расстояния, реальное расстояние больше, и таким образом мы получим только нижнюю границу скорости.



Рис. 3. Временные профили максимальных яркостных температур микроволнового излучения (17 ГГц) АО NOAA 10396 и 10397 по данным NoRH 30 июня 2003 г. Ось абсцисс – время UT, 0 соответствует 00:00 UT 30 июня 2003 г., ось ординат – максимальные яркостные температуры АО.



Рис. 4. Временные профили максимальных яркостных температур микроволнового излучения (17 ГГц) АО NOAA 10649 и 10646 по данным NoRH 13 июля 2004 г. Ось абсцисс – время UT, 0 соответствует 00:00 UT 13 июля 2004 г., ось ординат – максимальные яркостные температуры АО.

Дата	NOAA 1	NOAA 2	Скорость (км/сек)
27.05.03	10365	10373	100-160
21.06.03	10388	10386	80-150
30.06.03 00:15 UT	10396	10397	3800
30.06.03 02:30 UT	10396	10397	3900
30.06.03 05:30 UT	10396	10397	1100
13.07.04	10646	10649	300-700

Таблица.

Результаты оценки скоростей возмущающего агента приведены в таблице. Первая колонка содержит дату и время (время только для тех событий, которые произошли несколько раз в течение одного дня), вторая – номер АО инициирующей вспышки, третья – номер АО инициируемой вспышки, четвертая – оценку скорости возмущающего агента.

Мы проанализировали малую долю архива наблюдений Солнца на NoRH и выявили несколько симпатических событий. Таким образом, можно предположить, что симпатические явления в радиодиапазоне не являются экзотическими событиями и наблюдаются достаточно часто.

Архив наблюдений Солнца, накопленный на NoRH, содержащий длинный ряд ежедневных наблюдений с хорошим пространственным и временным разрешением хорошо подходит для исследования симпатических явлений в радиодиапазоне. Для будущих исследований симпатических вспышек в радиодиапазоне представляется целесообразным использовать данные наблюдений на Сибирском радиогелиографе.

Сделанные оценки скоростей возмущающего агента показывают сильное различие в разных случаях: от 100 до 4000 км/сек. Возможно, в разных случаях природа агента различна.

Для окончательного вывода о природе агента наблюдений в одном диапазоне недостаточно, и необходимы совместные работы на основе одновременных наблюдений в разных диапазонах.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 1021032422589-5.

- 1. Richardson, R.S. // Ann. Rep. Director Mt. Wilson Obs., 1936, 35, 871.
- 2. Richardson, R.S. // Astrophys. J., 1951,114, 356.
- 3. Fritzova-Svestkova, L., Chase, R.C., Svestka, Z. // Solar Phys., 1976, 48, 275.
- 4. Nakajma, H.B. et al. // Astrophys. J., 1985, 288, 806.
- 5. Голубчина, О.А., Тохчукова, С.Х., Богод, В.М., и др. // Письма в АЖ, 2004, **30**, №10, 787.

ПРЕДВСПЫШЕЧНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА RSTN И NORH

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

PRE-FLARE FLUCTUATIONS IN SOLAR RADIO EMISSION FROM RSTN AND NORH OBSERVATIONS

Abramov-Maximov V.E.¹, Bakunina I.A.²

¹Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia ²HSE University, Nizhny Novgorod, Russia

We present a case of simultaneous recording of pre-flare quasi-periodic fluctuations (QPF) of radio emission from the Sun on the Nobeyama Radioheliograph (NoRH) and on the Radio Solar Telescope Network (RSTN) radio telescope. We used correlation plots obtained at NoRH at 17 GHz and observations of the total solar radio flux on several frequencies from 0.41 to 15.4 GHz at Learmonth Observatory in western Australia. In the data obtained on both instruments, a pre-flare wavetrain of fluctuations is observed before a flare of class X4.8 (according to GOES). QPFs at lower frequencies (400–600 MHz) begin later than those at high frequencies by 3–4 min. QPFs at frequencies of 1.4–15.4 GHz occur almost synchronously. The highest amplitude of QPFs is observed at a frequency of 4995 MHz. The observed QPFs can be explained by the force-free magnetic rope model (Solov'ev and Kirichek, 2023).

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-13-16

Явление усиления квазипериодических флуктуаций (КПФ) радиоизлучения Солнца незадолго перед вспышкой известно уже несколько десятков лет [1–10]. Аналогичный эффект наблюдался также в мягком рентгеновском излучении [11–13] и даже в геомагнитном поле [14, 15].

Новые возможности для исследований предвспышечных КПФ появились, когда начал работать радиогелиограф Нобеяма (NoRH) [16]. Архив данных наблюдений на NoRH хорошо подходит для такой задачи благодаря длинному ряду ежедневных (6–8 часов в день) наблюдений (с июня 1992 по март 2020 г.), хорошему временному (1 сек) и пространственному (10 сек. дуги на волне 1.76 см) разрешению. Большое количество случаев возрастания мощности КПФ перед вспышками с большим разнообразием квазипериодов от 3-х до 100 минут было обнаружено с использованием данных наблюдений на NoRH [17–24]. Что интересно, при всем разнообразии периодов и длительностей цугов, длительность цугов в периодах колебаний во всех случаях оказалась примерно одинаковой. Цуги не превышают 10 импульсов, составляя в среднем 4–6 импульсов. Анализ пространственного распределения КПФ показал, что в рассмотренных случаях наиболее сильно предвспышечные КПФ проявляются в тех частях актив-

ной области (AO), в которых наблюдается максимальная радиояркость во время вспышки [23]. Анализ частоты встречаемости предвспышечных КПФ, выполненный по корреляционным кривым, у 50–75% рассмотренных событий разной мощности выявил предвспышечные флуктуации микроволнового излучения. Предвспышечные КПФ выявлены в 75% мощных событий (M5 и мощнее) и в 50% более слабых событий (слабее M5) [24]. Поскольку корреляционная кривая – это усредненная характеристика, полученную оценку можно рассматривать как нижнюю границу количества событий с КПФ. По характеру КПФ можно разделить на две группы: гармонические и спорадические [24]. Возможно, в разных событиях КПФ имеют разную природу.

Недостатком NoRH, как и каждого наземного инструмента, является то, что наблюдения не могут вестись круглосуточно. Для решения этой проблемы имеет смысл привлечь данные наблюдений сети RSTN (Radio Solar Telescope Network) [25]. RSTN представляет собой сеть из четырех обсерваторий, равномерно расположенных по долготам, что позволяет вести непрерывный мониторинг полного потока солнечного радиоизлучения на 8-ми частотах: 245, 410, 610, 1415, 2695, 4995, 8800 и 15400 МГц. В данной работе мы ограничились анализом данных только одной из станций RSTN – Learmonth, расположенной на западе Австралии, потому что интервал наблюдений Learmonth (примерно с 23 до 10 UT) пересекается с интервалом наблюдений в Нобеяме, что дает возможность сопоставить результаты, получаемые на двух инструментах.

Цель данной работы – исследование предвестников солнечных вспышек в радиодиапазоне по одновременным наблюдениям на NoRH и RSTN.

Для работы были использованы наблюдения Солнца, выполненные на NoRH на частоте 17 ГГц (1.76 см) в интенсивности (параметр Стокса I). В данной работе мы использовали так называемые корреляционные кривые (correlation plots). Корреляционные кривые отражают усредненные корреляции между антенными парами с исключением пар антенн с короткими базами. Корреляция возрастает при сильных сигналах, например, от вспышек. 1% корреляции (или 0.01 для кривых, нормированных на 1) соответствует 30 SFU (Solar Flux Unit, 10^{-22} Wm⁻²Hz⁻¹) плотности потока.

На рис. 1 показана корреляционная кривая, полученная на радиогелиографе Нобеяма 23 июля 2002 г. Можно видеть предвспышечные КПФ, которые начинаются примерно в 00:21 UT.

На рис. 2 показаны записи полного потока радиоизлучения Солнца за тот же день по наблюдениям на станции Learmonth сети RSTN на семи частотах от 0.41 до 15.4 ГГц. На более высоких частотах (1.415, 2.695, 4.995, 8.800 и 15.40 ГГц) предвспышечные КПФ начинаются примерно в 00:22 UT, т.е. примерно в то же самое время, что и по наблюдениям на NoRH на частоте 17 ГГц. А на более низких частотах (0.41 и 0.61 ГГц) – примерно в 00:25 UT, т.е. на 3–4 минуты позднее.



Рис. 1. Фрагмент корреляционной кривой по наблюдениям на NoRH 23 июля 2002 г. перед вспышкой класса X4.8. Ось абсцисс – время UT в часах, 0 соответствует моменту 00:00 UT 23 июля 2002 г. Ось ординат – корреляция, нормированная на 1 (0.01 соответствует 30 SFU (Solar Flux Unit, 10^{-22} Wm⁻²Hz⁻¹).



Рис. 2. Временные профили полного потока радиоизлучения Солнца на частотах 0.410, 0.610, 1.415, 2.695, 4.995, 8.800 и 15.40 ГГц по данным наблюдений RSTN (Learmonth) 23 июля 2002 г. перед вспышкой класса X4.8. Ось абсцисс – время UT в часах, 0 соответствует моменту 00:00 UT 23 июля 2002 г. Ось ординат – полный поток радиоизлучения Солнца в SFU (Solar Flux Unit, 10^{-22} Wm⁻²Hz⁻¹).

Основные выводы таковы. Данные RSTN, обеспечивающие непрерывный мониторинг радиоизлучения Солнца, пригодны для поиска и исследования эффекта предвспышечных КПФ. КПФ на более низких частотах (400–600 МГц) начинаются на 3–4 минуты позднее, чем на высоких частотах. КПФ на частотах 1.4–15.4 ГГц происходят практически синхронно. Наибольшая амплитуда КПФ наблюдается на частоте 4995 МГц.

Сделанные выводы совпадают с ранее полученными авторами результатами. В работе [26] было показано событие, в котором на частоте 17 ГГц предвспышечный цуг начинался примерно на две минуты раньше, чем цуг в полном потоке по данным RSTN на частоте 245 МГц. В работе [27] в рассмотренных случаях КПФ на более низких частотах (200–600 МГц) начинаются позднее, чем на высоких частотах, на 2–6 минут.

Согласно расчетам, выполненным в [28], перед вспышкой, во время которой происходит выделение большого количества энергии во всем объеме магнитной петли, несколько раз может возникать плазменная неустойчивость в узком слое. Из-за малого объема этого слоя каждый раз выделяется небольшое количество энергии, которое оказывается заметным только в радиодиапазоне. Это и проявляется как повторяющиеся радиовсплески перед вспышкой.

Задержки цугов КПФ на низких частотах относительно более высоких частот показывают, что предвестники вспышек раньше проявляются в хромосфере.

Работа выполнена в рамках Государственного задания № 1021032422589-5.

- 1. Durasova M.S., Kobrin M.M., Yudin O.I. // Nature, 1971, 229, 82.
- 2. Кобрин и др. // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, 16, 1350.
- 3. *Кобрин М.М. и др. //* Солнечные данные, 1973, N10, 79.
- 4. Алешин В.И., Кобрин М.М., Коршунов А.И. // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, 16, 747.
- 5. Коршунов А.И., Прокофьева Н.А. // Солнечные данные, 1976, N2, 52.
- 6. Аверьянихина Е.А. и др. // Иссл. Солнца и красных звезд. Рига, Зинатне, 1982, 16, 61.
- 7. *Берулис И.И. и др. //* Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 1362.
- 8. Арбузов С.И. // Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1979, 22, 1165.
- 9. Берулис И.И. и др. // АЖ, 1983, 60, 974.
- 10. Авдюшин С.В. и др. // Доклады АН СССР, 1985, т. 283, N1, с. 67.
- 11. Zhdanov A.A., Charikov Y.E. // Soviet Astronomy Letters, 1985, v. 11, p. 88.
- 12. Tan B. et al. // Astrophys. J., 2016, 83, id 206.
- 13. Зимовец И.В. и др. // Геомагнетизм и Аэрономия, 2022, т. 62, N4, с. 436.
- 14. Bystrov et al. // Soviet Astronomy Letters, 1978, v. 4, p. 76.
- 15. Bystrov et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 1979, v. 19, p. 197.
- 16. Nakajima H. et al. // Proc. IEEE, 1994, 82, 705.
- 17. Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu. // Publ. Astr. Soc. Japan, 2006, 58, 29.
- 18. Sych R., Nakariakov V.M., Karlicky M., Anfinogentov S. // A&A, 2009, 505, 791.
- 19. Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Shibasaki K. // Solar Phys., 2011, 273, 403.
- 20. Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А. // Ядерная физика, 2018, 81, N 3, с. 366.
- 21. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomag. and Aeronomy, 2019, 59, No. 7, 822.
- 22. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomag. and Aeronomy, 2020, 60, No. 7, 846.
- 23. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomag. and Aeronomy, 2022, 62, No. 7, 895.
- 24. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomag. and Aeronomy, 2023, 63, No. 7, 916.
- 25. Guidice D.A. et al. // Bull. AAS, 1981, 13, 553.
- 26. Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А. // Труды XXVII Пулк.конф. ССЗФ-2023, 7.
- 27. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomag. and Aeronomy,2024,64,No.7,в печат.
- 28. Solov'ev A.A., Kirichek E. // Astronomy Letters, 2023, 49, No. 5, 257.

ФОТОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ FK СОМ

Алексеев И.Ю., Козлова О.В., Бондарь Н.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым

PHOTOMETRIC OBSERVATIONS OF FK COM

Alekseev I.Yu., Kozlova O.V., Bondar' N.I.

Crimean Astrophysical observatory, Nauchny, Crimea

We consider the photometric behaviour of the spotted single fast-rotating giant FK Com ($V \sin i = 160 \text{ km/s}$, G2 III) from long-term photographic (1907-1988) and multicolour photoelectric and matrix (1966 to present) observations. The total photometric effect caused by the starspots reaches up to $0.^{m}40$. There is a cyclicity light variations with characteristic times of 26.7 and 7.45 years. Our starspots modelling has shown that the total spotarea can be up to 30% of the total stellar surface. The spots are cooler than the undisturbed photosphere by 1300 K and are located in middle and high latitudes.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-17-20

В настоящее время широкое распространение получили исследования активности солнечного типа у различных холодных звезд с конвективной оболочкой. В данной работе мы рассматриваем фотометрическую переменность звезды FK Com (G2III, V sin $\iota = 160$ км/с) – прообраза малочисленной группы быстровращающихся одиночных активных гигантов, находящихся на Асимптотической ветви. Ее фотометрическая активность – вращательная модуляция блеска с амплитудой $\Delta V = 0$.^m13 и периодом $P_{rot} = 2$.^d40, вызванная осевым вращением запятненной звезды, – была обнаружена в КрАО П.Ф. Чугайновым [1]. Первые же работы показали, что кривые блеска звезды могут сильно изменяться от эпохи к эпохе с характерным временем около трех недель, что связано со сменой конфигурации покрывающих звезду пятен, при этом пятна концентрируются вблизи двух разделенных примерно на 180° активных долгот.

Мы проводили наблюдения FK Com на 1.25-метровом телескопе A3T-11 КрАО в 2018–2023 годы в фотометрических полосах BVRI. В качестве звезды сравнения использовалась HD 117567 (F2V, V = 7.^m616, U – B = – $0.^{m}04$, B – V = $0.^{m}43$, V – R = $0.^{m}395$, V – I = $0.^{m}755$, [2]). Стандартные ошибки определения блеска звезды и ее показателей цвета не превышают $0^{m}.01$.

На рисунке 1 приведена долговременная кривая блеска в полосе V, построенная по данным литературы с 1966 по 2010 годы [3] и нашим наблюдениям, и дополненная данными [4, 5]; данными обзора ASAS, а также данными Киотского фотометрического обзора Kamogata (Kyoto) Wide-field Survey (KWS, [6]) с 2010 по 2024 годы. Весь массив фотоэлектрических и матричных фотометрических данных мы дополнили результатами фотографических наблюдений FK Com, полученных в ГАИШ в 1907–1988 годы [7].

Горизонтальной штриховой линией показан уровень исторически максимального блеска за все время наблюдений, который мы интерпретируем как яркость незапятненной фотосферы. Вертикальными линиями обозначены изменения вращательной модуляции блеска звезды "peak-to-peak" в каждую эпоху наблюдений, точками с барами ошибок отмечены результаты фотографических наблюдений.

Из рисунка видно, что амплитуда вращательной модуляции блеска переменной может достигать $\Delta V = 0.^{m}32$, а полная фотометрическая переменность с учетом изменения кривой блеска от сезона к сезону составляет $\delta V = 0.^{m}41$. Согласно нашим расчетам, колебания среднего за эпоху блеска звезды цикличны с характерными временами $P_{cyc1} = 26.^{y}7$ и $P_{cyc2} = 7.^{y}45$ и могут быть аппроксимированы как сумма двух волн с амплитудами $0.^{m}09$ (пунктирная линия на рисунке 2) и $0.^{m}06$ (сплошной линией обозначена суммарная волна). Уровень максимального блеска звезды оценен нами как $V_{max} = 8.^{m}008$.



Рис. 1. Сводная кривая блеска FK Com в полосе V.

Параметры пятен были получены в рамках разработанной в КрАО зональной модели запятненности, учитывающей присутствие на звезде двух активных долгот [8], а позднее примененной к молодым pTTS звездам, системам типа RS CVn и звездам-карликам [9–12]. В предложенной модели рассматриваются общие характеристики запятненной области в целом, и фотометрическое поведение запятненных звезд с помощью картины многочисленных мелких пятен, расположенных в двух симметричных относительно экватора широтных поясах. В этом случае мы используем для каждого сезона три экстремальных точки кривой блеска: локального максимума, первичного и второго минимумов блеска относительно максимального блеска системы за все время наблюдений. При расчетах запятненности используются наблюдения в полосах Джонсоновской системы BVRI, которые позволяют не только корректно отделить геометрический эффект запятненности от температурного, но и учесть широтные эффекты в распределении пятен. Определяемыми характеристиками в рассматриваемой модели являются средняя широта запятненных областей $\langle \phi \rangle$, площадь пятен S в процентах от полной поверхности звезды, а также контраст пятен в полосе V, дающий разность температур ΔT между спокойной фотосферой и пятнами.

Мы провели расчет запятненности FK Com в 1966–2024 годы для 311 фотометрических эпох. Согласно нашим оценкам, фотометрическое поведение звезды описывается с помощью многочисленных среднеширотных пятен с значением $\langle \phi \rangle = 32 - 63^{\circ}$, в то время как полный диапазон широт появления пятен составляет, согласно модели, $\phi = 20 - 80^{\circ}$. Полная площадь пятен составляет S = 9 – 33 % полной поверхности звезды (рис. 2).



Рис. 2. Сводная кривая блеска FK Com в полосе V и изменения со временем полной площади пятен S и их средней широты <φ> в 1966–2024 годы.

Температура тени пятен составляет $T_{spot} = 3700$ К (разность температур тени пятен и незапятненной фотосферы $\Delta T = 1300$ К, соответствуя контрасту пятен $\beta_V = 0.15 - 0.19$). Такое значение типично для пятен у других GK звезд, как карликов, так и гигантов [10, 12]. Оно сходно с температурой тени солнечных пятен и соответствует гипотезе, что температуры звездных пятен не зависят от эволюционного статуса переменной [13].

Изменения полной площади пятен S в целом отражают колебания среднего блеска звезды и также показывают цикличность с найденными нами характерными временами $P_{cyc1} = 26$.⁹⁷ и $P_{cyc2} = 7$.⁹45. Изменения средней широты пятен $\langle \phi \rangle$ и полной площади S показывают антикорреляцию с коэффициентом $R(\langle \phi \rangle, S) = -0.63 \pm 0.06$, то есть наблюдается тенденция понижения широты пятен с увеличением их полной площади, ранее отмеченная нами для ряда запятненных звезд различных спектральных классов и типов светимости. Мы считаем это грубым аналогом солнечной диаграммы бабочек [14, 15], которая указывает на дрейф запятненных областей к экватору по мере увеличения полной площади пятен в течение цикла активности.

- 1. Chugainov P.F. // Inform. Bull. Var. Stars. 1966, 172.
- 2. Jetsu L., Tuominen I., Grankin K.N., et al. // Astron. and Astrophys. (Letters).,1994, 282, L9.
- 3. Hackman T., Pelt J., Mantere M.J., et al. // Astron. and Astrophys., 2013, 553, A40.
- 4. Пузин В.Б., Саванов И.С., Дмитриенко Е.С. и др. // Астрофиз. бюлл., 2016, 71, 189.
- 5. Savanov I.S., Naroenkov S.A., Nalivkin M.A., Shugarov A.S. // Contrib. Astron. Obs. Skalnate' Pleso., 2019, **49**, 415.
- 6. Maehara H. // Journal Space Sci. Inform. Japan., 2014, 3, 119.
- 7. Бондарь Н.И. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., 1996, **93**, 111.
- 8. Алексеев И.Ю. // Изв. Крымск. астрофиз. обсерв., 2008, 104, 272.
- 9. Алексеев И.Ю. // Астрофизика, 2014, 57, 275.
- 10. Кожевникова А.В., Алексеев И.Ю. // Астрон. журн., 2015, **92**, 818.
- 11. Алексеев И.Ю., Кожевникова А.В. // Астрон. журн., 2017, 94, 240.
- 12. Алексеев И.Ю., Кожевникова А.В. // Астрон. журн., 2018, 95, 421.
- 13. Алексеев И.Ю., Кожевникова А.В. // Изв. Крым. Астрофиз. Обсерв., 2022, 118 (3), 27.
- 14. Лившиц М.А., Алексеев И.Ю., Кацова М.М. // Астрон. журн., 2003, 80, 613.
- 15. Alekseev I.Yu. // Solar Phys., 2004, 224, 187.

ИЗМЕРЕНИЯ МАКСИМАЛЬНЫХ НАПРЯЖЕННОСТЕЙ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ДАННЫМ MWO, КРАО И HINODE

Ахтемов З.С., Цап Ю.Т., Шапошников В.Д., Плотников А.А. Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, пос. Научный, Крым, Россия

MEASUREMENTS OF THE MAXIMUM STRENGTH OF STRONG MAGNETIC FIELDS OF SUNSPOTS BASED ON MWO, CRAO AND HINODE DATA

Akhtemov Z.S., Tsap Y.T., Shaposhnikov V.D., Plotnikov A.A.

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Based on 4135 measurements of maximum magnetic fields B of the same sunspots obtained at the Mount Wilson Observatory (MWO, USA) and the Crimean Astrophysical Observatory (CrAO RAS) from 2009 to 2019 were analyzed. It was shown that for the magnetic field $B_{MWO} \ge 1500$ G obtained in MWO, the Pearson correlation coefficient $cc \approx$ 0.60. In turn, for the selected 142 sunspots with $B_{MWO} \ge 2500$ G the correlation coefficient $cc \approx$ 0.28. The differences in the absolute value of the measured field $|B_{MWO} - B_{CrAO}|$ changeaccording to the CrAO and MWO data in the range from 0 to 2000 G. The comparison between the ground-based observatory data and the magnetograms obtained by the Japanese satellite Hinode showed that the Crimean measurements are in better agreement with the results obtained by Hinode. The correlation coefficients cc between the B_{CrAO} and B_{Hinode} values, as well as B_{MWO} and B_{Hinode} for 73 measurements, were equal to 0.62 and 0.47, respectively. The scatter diagrams and histograms for the absolute difference in measured magnetic fields were constructed. Possiblereasonsfortheobtaineddiscrepanciesarediscussed.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-21-24

Введение

Солнечные пятна – это области фотосферы с высокой концентрацией магнитного потока, состоящие из тени и полутени, которые в белом свете имеют вид более темных образований округлой формы.

В настоящее время регулярные наземные измерения магнитных полей солнечных пятен, основанные на эффекте Зеемана, проводятся по одной и той же методике в двух обсерваториях в КрАО и обсерватории Маунт-Вилсон (MWO) [1, 2]. Непосредственное измерение расщепления спектральных линий все еще остается достаточно надежным методом. Это объясняется тем, что на результаты не оказывает влияние модель атмосферы Солнца, эффект насыщения сигнала, слабая интенсивность излучения в источнике и т.д.

Для определения напряженности магнитного поля пятен измеряется расстояние между сигма-компонентами простых триплетов, которое с помощью калибровочных таблиц позволяет получить максимальные значения поля с точностью около 100 Гс. Измерения в КрАО (D = 45 см, FeI 6302 A, g = 2.5) и MWO (D = 60 см, FeI 5250 A, g = 3) проводятся практически по одной методике. Между тем на спутнике Hinode для измерения магнитного поля пятен с помощью спектрополяриметра (SP) также как и в КрАО используется линия FeI 6302 A. Высокое пространственное разрешение и стабильное качество данных Hinode/SP позволяет получить детальную информацию как о продольной, так и поперечной компоненте магнитного поля AO, благодаря измерению параметров Стокса и решению уравнения лучистого переноса, полученного Унно и Рачковским.

Ранее мы уже проводили сравнения результатов измерений максимальных напряженностей магнитных полей одних и тех же пятен за период с 2009 по 2019 гг., полученных на МWO (B_{MWO}), Hinode/SP (B_{Hinode}) и в КрАО (B_{CrAO}) для полей с $B_{CrAO} \ge 2500$ Гс [3, 4]. Однако полученные нами диаграммы рассеяния для значений магнитных полей пятен не дают однозначного ответа, какие измерения являются более адекватными. На наш взгляд, эту проблему можно решить, если рассмотреть выборку данных измерений магнитных полей пятен с $B_{MWO} \ge 2500$ Гс, а не с $B_{CrAO} \ge 2500$ Гс. Это объясняется тем, что данные MWO, видимо, дают явно заниженные значения магнитного поля.

Цель данной работы – провести сравнительный анализ измерений максимальных напряженностей магнитного поля одних и тех же пятен с $B_{MWO} \ge 2500$ Гс по данным, полученным в МWO, КрАО РАН и на Hinode за период с 2009 по 2019 гг.

Измерения сильных магнитных полей пятен в КрАО, MWO и Hinode

За период с 2009 по 2019 гг. при $B_{MWO} \ge 2500$ Гс было выбрано 142 измерения из 4135. Сразу отметим, что разность модуля измеренных значений полей $|B_{MWO} - B_{CrAO}|$ варьировалась в диапазоне от 0 до 2000 Гс. Однако с учетом данных Hinode, которые находились в свободном доступе на сайте https://csac.hao.ucar.edu/sp_data.php, в нашем списке осталось 73 измерения максимальных напряженностей магнитного поля соответствующих пятен. Результаты статистического анализа представлены на рис. 1 и 2. Отметим, что для определения максимальных значений напряжённости по данным Hinode/SP использовалась программа SAOImageDS9, также находящаяся в открытом доступе.

Обращает на себя внимание то, что наземные измерения дают более низкие значения максимальных полей. Это, как показал анализ, объясняется высоким пространственным разрешением Solar Optical Telescope, установленном на Hinode (~0.3"). Таким образом, крымские измерения сильных магнитных полей представляются более надежными, чем в МWO.



Рис. 1. Слева: гистограмма, полученная по данным измерения магнитных полей пятен в КрАО и на спутнике Hinode. Максимум гистограммы приходится на интервал 0–600 Гс. Справа: гистограмма, полученная по данным МWO и Hinode, максимум которой соответствует 500–1000 Гс. Следовательно, измерения сильных магнитных полей в MWO и Hinode отличаются в гораздо большей мере, чем в КрАО и Hinode.



Рис. 2. На вертикальной оси отложены значения магнитного поля по данным КрАО (слева) и Маунт-Вилсон (справа) за период с 2009 по 2019 гг. На горизонтальной оси – соответствующие значения по измерениям на Hinode. Коэффициенты корреляции Пирсона $R = 0.62 \pm 0.07$ (слева) и 0.47 ± 0.09 (справа).

Результаты и выводы

Как следует из сравнительного анализа максимальных напряженностей сильных (≥ 2500 Гс) магнитных полей солнечных пятен B_{MWO} , B_{CrAO} и B_{Hinode} за период с 2009 по 2019 гг., несмотря на сравнительно хорошую корреляцию в результатах измерений напряженностей, имеются и существенные различия.

1. Максимум гистограммы для разности измеренных значений магнитных полей одних и тех же пятен для КрАО и Hinode $|B_{Hinode} - B_{CrAO}| = 0 - 600$ Гс, а для МWO и Hinode $|B_{Hinode} - B_{MWO}| = 500 - 1000$ Гс. 2. Коэффициенты корреляции данных по измерению магнитных полей пятен, полученных в КрАО РАН (B_{CrAO}), МШО (B_{MWO}) и на спутнике Hinode за период с 2009 по 2019 гг. при $B_{MWO} \ge 2500$ Гс соответственно равны: 0.62 ± 0.07 и 0.47 ± 0.09

3. Заниженные значения максимальных магнитных полей пятен по данным КрАО и МWO можно объяснить более низким разрешением инструментов по сравнению с Hinode, связанным, в первую очередь, с влиянием атмосферы Земли.

Перечисленные выше результаты предполагают, что измерения максимальных напряженностей магнитного поля пятен в КрАО надежнее, чем в MWO.

Работа выполнена в рамках ГЗ № 122022400224-7.

Литература

1. Pevtsov A. et al. // A&A, 2019, V. 628, A103, pp. 1-14.

- 2. *TsapYu.T., Perebeynos V.A., Borisenko A.V., et al.* // Astron. Astrophys. Trans., 2019, Vol. 31, Issue 3, pp. 363—368.
- 3. Akhtemov Z.S., Tsap Yu.T., Malaschuk V.M. // Geomagn. Aeronom., 2023, V. 63, no. 8, pp. 1144–1148.
- 4. Ахтемов З.С., Цап Ю.Т., Малащук В.М. // Изв. Крым. астрофиз. обс., 2024, Т. 120, № 1, С.5–11.

ПОВЕДЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ С «ЗАПЕРТЫМИ» И «ОТКРЫТЫМИ» МАГНИТНЫМИ ЖГУТАМИ

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

¹Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Нижний Новгород, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

BEHAVIOR OF MICROWAVE EMISSION IN ACTIVE REGIONS WITH «LOCKED» AND «OPEN» MAGNETIC ROPES

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

¹HSE University, Nizhny Novgorod, Russia ²Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

It is shown on a sample of 15 M-class X-ray flares that CMEs occur in events with «open» magnetic ropes reconstructed in the NLFFF approximation. Magnetic ropes coincide with radio brightness maxima at 17 GHz. Several hours before the flare, in the region of magnetic ropes, a glow of loops in the EUV (94, 131 Å) is observed; in some events, these are luminous X-structures. The maximum radio brightness of the flare is then observed here. Fluctuations in radio emission in events with eruptions with periods from 10 to 100 minutes are observed for several hours before the flare.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-25-28

Введение

Наблюдения излучения активных областей на Солнце в микроволновом и крайнем ультрафиолетовом (КУФ) диапазонах могут помочь понять динамику и структуру вспышек, а также механизмы, приводящие к выбросам замагниченной плазмы (СМЕ – coronal mass ejections). Интересно проследить связь пространственного положения радиоисточников с магнитными жгутами (MFR – magnetic flux ropes), которые играют важную роль в накоплении и освобождении свободной магнитной энергии. При развитии плазменных неустойчивостей эта энергия может освобождаться в виде тепла, ускоренных частиц и СМЕ. Микроволновое излучение позволяет отслеживать корональные структуры с высокоэнергичными электронами, а КУФ-излучение – структуры, заполненные высокотемпературной (миллионы градусов) плазмой.

Цель нашей работы – выяснить как могут быть связаны особенности положения и ориентации магнитных жгутов в общей пространственной структуре магнитного поля АО при возникновении вспышек с СМЕ и без СМЕ с пространственной структурой и поведением источников в радио (17 ГГц) и КУФ (94 Å и 131 Å) излучениях.

Данные наблюдений, метод анализа

Мы использовали каталог вспышек NOAA, Space Weather Prediction Center (SWPC) и каталог В.Н. Ишкова [1], разделяя вспышки на confined (тип С – отсутствие эрупции, тип СЕ – эрупция без СМЕ) и вспышки с СМЕ (тип Е). Всего исследовано 15 вспышек: 4 вспышки С, 3 вспышки СЕ и 8 вспышек Е [2]. В выборку вошли только те события, время наблюдения которых попало в интервал наблюдений Радиогелиографа Нобеяма (22:50 – 06:20 UT). Для каждой из 15-ти АО в выбранные моменты времени было восстановлено корональное магнитное поле из фотосферы в корону (метод «NLFFF extrapolation») согласно алгоритмам, приведенным в работах [3– 5], построены карты распределения радиояркости в интенсивности и круговой поляризации на 17 ГГц по данным NoRH, а также исследованы временные профили из разных участков АО до и во время вспышки и проведено наложение контуров радиоисточников на двумерные распределения КУФ по данным SDO/AIA (94 Å и 131 Å).

Результаты анализа

Экстраполяция магнитного поля в корону АО 11884 (событие типа С) до (04:58 UT) вспышки М 5.0 03 ноября 2013 (Tstart = 05:19, Tpeak = 05:21, Tend = 06:30 UT) продемонстрирована на нижней панели рис. 1. Магнитный жгут выделен зеленым цветом. На средней панели показано распределение магнитного поля на фотосфере и в короне, наложенное на распределение яркости КУФ излучения в линии 131Å в два момента времени: до вспышки (22:34 UT) и во время вспышки (05:22 UT). На верхней панели показано распределение интенсивности радиоизлучения на 17 ГГц (контуры), наложенное на распределение яркости КУФ излучения (фон) в линии 94Å до вспышки (22:50 UT) и во время вспышки (05:19 UT). За 6 часов до начала вспышки мы видим Х-структуру в КУФ излучении, которая совпадает с положением магнитного жгута и максимальной яркостью радиоисточника. Именно здесь затем и происходит вспышка класса M 5.0. 3D-распределение магнитного поля (нижняя панель) центрировано на координаты максимума яркости вспышки по данным NoRH. Здесь хорошо виден жгут под плотной аркадой петель – «запертый жгут».

Из восьми событий с СМЕ в нашей выборке только три произошли в открытой магнитной конфигурации, в четырех случаях жгуты располагались под острым углом, «квазипараллельно», к вышележащим магнитным силовым аркам, поэтому их можно считать «открытыми».

Рассмотрим пример события с эрупцией, но без СМЕ в АО 12673 (событие типа СЕ), где 4 сентября 2017 произошла вспышка класса М1.2 ($T_{start} = 05:37$, $T_{peak} = 05:39$, $T_{end} = 06:30$ UT). На рис. 2 (нижняя левая панель) хорошо видно, что все жгуты также находятся под вышележащими аркадами магнитных силовых линий, т.е. являются «запертыми», но здесь наблюдается активная динамика радиоизлучения. На нижней правой панели показаны временные профили яркостной температуры для радиоисточников 1, 2 и 3, положение которых обозначено на верхних панелях белым и черными крестиками, соответственно. Отчётливо видны цуги колебаний [6] перед вспышкой в радиоисточнике 1, соответствующем положению вспышечного магнитного жгута, а также в радиоисточниках 2 и 3, положения которых практически совпадают с центрами распределения поляризации положительной (радиоисточник 2) и отрицательной (радиоисточник 3) полярности. Вертикальной тонкой линией (правая нижняя панель) обозначен момент времени, соответствующий активной/взрывной фазе вспышки.



Имеет место также динамика пространственного распределения яркости. В начале наблюдений В КУΦ (94 А) излучении ярче светится северная, вертикальная система петель. При этом в целом, структура источников в КУΦ совпадает co структурой источников NoRH (17 ГГц) (левая верхняя и средняя па-Радиояркость нели). максимальна в южном верхней основании петли (пунктирная линия, левая средняя панель, поляризация разных знаков – контуры

Рис. 1.

синего и красного цвета

на верхней левой панели, где фон – интенсивность на 17 ГГц). Яркость КУФ излучения максимальна в верхней части этой петли. К началу вспышки происходит перераспределение радиояркости, и, начиная с 04:10 UT, ярче светится горизонтальная система пересекающихся друг с другом КУФ петель (правая средняя панель). Это же отражается и в структуре радиоисточника (правая верхняя панель).

В тех случаях, когда происходит эрупция, но не наблюдаются СМЕ, жгуты ориентированы квази-перпендикулярно к вышележащим магнитным петлям, что может быть вероятной причиной отсутствия СМЕ. Эта закономерность хорошо согласуется с теоретическими расчётами баланса магнитных сил, представленными в работах [7, 8]. В событиях же с СМЕ жгуты во всех случаях, кроме одного, располагались квази-параллельно к вышележащим магнитным петлям, т.е. являлись «открытыми» [2].



Рис. 2.

Выводы

В результате данной работы показано:

1. Большинство исследованных вспышек (12 из 15) наблюдались в закрытых магнитных конфигурациях.

2. В событиях с эрупцией, но без СМЕ (тип СЕ) жгуты ориентированы квазиперпендикулярно к вышележащим аркадам («запертые» жгуты).

3. Положения магнитных жгутов совпадают с максимумами радиояркости на 17 ГГц.

4. За несколько часов до вспышки в области расположения магнитных жгутов наблюдается свечение петель в КУФ диапазоне (94, 131 A), в некоторых событиях петли скрещиваются, образуя светящиеся Х-структуры. Здесь же затем наблюдается и максимум радиояркости вспышки.

5. В радиоизлучении в некоторых событиях с эрупциями (типа СЕ и Е) за несколько часов до вспышки наблюдаются колебания с периодами от 10 до 100 минут.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РНФ 22-12-00308 (В.М., А.Ш., С.К.) и в рамках Государственного задания № 1021032422589-5 (В.А-М.).

- 1. Ишков В.Н., каталог, http://www.wdcb.ru/stp/data/Solar_Flare_Events/Fl_XXIV.txt
- 2. Bakunina I.A., Melnikov V.F., Shain A.V. et al. // Geomag. Aeronomy, 2024, vol. 64, no. 8, (в печати).
- 3. *Wiegelmann T.* // Solar Physics, 2004, **219**, 87.
- 4. *Stupishin A*. Magnetic Field Library // GitHub. URL https://github.com/Alexey-Stupishin/Magnetic-Field_Library
- 5. Anfinogentov S., GXBox_prep. // GitHub. URL https://github.com/Sergey- Anfinogentov/GXBox prep
- 6. Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A. // Geomag. Aeronomy, 2023, vol. 63, no.7, pp 916-919.
- 7. Соловьев А.А. // Астрофизика, 1985, том 23, выпуск 2, с. 394-408.
- 8. Solov'ev A.A. and E.A. Kirichek // MNRAS, 2021, 505, 4406–4416

ПЕРЕПОЛЮСОВКА В 25-М ЦИКЛЕ АКТИВНОСТИ ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ СОЛНЦА И НАБЛЮДЕНИЙ В ЛИНИИ Н_а

Березин И.А., Тлатов А.Г.

Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

POLARITY REVERSAL IN THE 25TH ACTIVITY CYCLE ACCORDING TO THE DATA OF SOLAR MAGNETIC FIELD MEASUREMENTS AND OBSERVATIONS IN THE H_{α} LINE

Berezin I.A., Tlatov A.G.

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

The results of 10-year observations of the Sun's magnetic fields using the STOP magnetograph at the Kislovodsk Mountain Astronomical Station are considered. The distribution of large-scale magnetic fields is analyzed. The polarity reversal of magnetic fields according to the data of different magnetographs was studied. We also compared the movements of the polarity reversal lines of large-scale magnetic fields with the position of solar filaments and prominences observed in the H_{α} . It is found that filaments and prominences are formed mainly at the boundaries of sectoral and zonal structures of the large-scale magnetic field. During the solar activity cycle, sectoral structures repeatedly reach the polar regions, which is confirmed by both magnetographic observations and measurements in the H_{α} line. A differential rotation of the large-scale field with characteristic periods at the equator of 27, 14, 9, 7, 5 days was found. The structures with smaller period of variation rotate more differentially.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-29-32

Введение

На Горной Астрономической Станции (ГАС) ГАО измерения крупномасштабного магнитного поля Солнца ведутся с помощью магнитографа СТОП с 2014 года [1]. Ряд данных не имеет существенных пробелов – все синоптические карты 2152–2289 оборотов Кэррингтона заполнены наблюдениями и находятся в открытом доступе (http://93.180.26.198:8000/web/Stop/Synoptic maps/). Имея в своём распоряжении непрерывный ряд данных за 10 лет работы телескопа, мы можем рассматривать такие продолжительные процессы, как переполюсовка – смена полярности глобального магнитного поля Солнца, которая сейчас, осенью 2024 года, в самом разгаре.

При измерениях слабых крупномасштабных магнитных полей на Солнце очень важная проблема – верное определение нейтральных линий поля или линий смены полярности. Проверить правильное положение нуля в измерениях можно, сопоставив нейтральные линии с положением воло-кон (протуберанцев). Мы используем для этого ежедневные данные наблюдений ГАС ГАО в линии H_α, в которых сегментируются все волокна на диске Солнца и протуберанцы за лимбом.

Использованные в исследовании параметры волокон (протуберанцев), включая их полную геометрию в экранной плоскости, также находятся в открытом доступе (http://93.180.26.198:8000/web/obs/).

Переполюсовка и секторная структура

Мы рассматриваем процесс переполюсовки на супер-синоптических картах магнитного поля (рис. 1, нижняя панель). Супер-синоптические карты устроены аналогично более традиционным широтно-временным диаграммам (рис. 2, верхняя панель) за исключением меньшего шага усреднения по временной оси или по гелиографической долготе – 1 день вместо 27 дней. Меньший шаг усреднения позволяет детально рассматривать эволюцию секторных структур магнитного поля.



Рис. 1. Широтно-временная диаграмма крупномасштабного магнитного поля (верхняя панель) и супер-синоптическая карта (нижняя панель) по данным магнитографа СТОП (2014–2024 гг.).

На рис. 1–2 видно, что смена полярности в 25-м цикле активности близка к завершению. В процессе развития солнечного цикла крупномасштабные структуры магнитного поля постепенно достигают полюсов с противоположным знаком, и это может происходить несколько раз за цикл – тогда говорят о двухкратной (трёхкратной и т.д.) переполюсовке (рис. 1, верхняя панель). Однако супер-синоптические карты показывают, что секторные структуры магнитного поля могут достигать полярных областей неоднократно в течение цикла (рис. 1, нижняя панель), демонстрируя многократную переполюсовку. Аналогичная картина наблюдается и в данных SDO/HMI.



Рис. 2. Супер-синоптическая карта по данным магнитографа СТОП (2022–2024 гг.); чёрными точками отмечены положение волокон (верхняя панель) и протуберанцев (нижняя панель) по данным измерений в линии H_{α} .

Измерения магнитных полей на высоких широтах очень сложны, и результаты существенно зависят от качества прибора. Именно поэтому мы рассматриваем также эволюцию положений волокон (протуберанцев) (рис. 2), которые независимо подтверждают присутствие секторной структуры в полярных областях.

Дифференциальное вращение секторных структур

Известно, что крупномасштабное магнитное поле Солнца характеризуется дифференциальным вращением [2]. Интересно посмотреть, как дифференциальное вращение проявляется в периодически сменяющихся секторных структурах, которые отчётливо видны на рис. 1–2. Для этого мы строим периодограммы на каждом горизонтальном разрезе суперсиноптической карты. В результате получается широтно-частотная диаграмма (рис. 3, слева), яркие области которой соответствуют наиболее характерным частотам вариаций магнитного поля на каждой широте. Эти яркие области формируют структуры, напоминающие кривые дифференциального вращения с периодами на экваторе 27, 14, 9, 7, 5 дней. Структуры прослеживаются практически до 80° широты, несмотря на высокую неопределённость в высокоширотных измерениях. Мы аппроксимируем их соотношением:

$$\vartheta = A - B \cdot \sin^2(lat) - C \cdot \sin^4(lat),$$

где *А*, *В*, *С* – постоянные коэффициенты, *v* – частота, *lat* – широта. Полученные кривые дифференциального вращения показывают, что структуры,

связанные с вариациями меньшего периода, вращаются более дифференциально (рис. 3, справа).



Рис. 3. Левая панель: периодограмма супер-синоптической карты магнитного поля по данным СТОП за 2014–2024 гг., кривыми показана аппроксимация максимумов распределения частот вариаций крупномасштабного поля. Правая панель: соответствующие кривые дифференциального вращения; Т – период изменений.

Выводы

Мы считаем, что переполюсовка может быть связана с секторными структурами магнитного поля, которые многократно достигают полюсов в течение цикла солнечной активности, то есть имеет место многократная переполюсовка. Это подтверждается измерениями крупномасштабного магнитного поля и наблюдениями волокон и протуберанцев в линии H_α.

В супер-синоптических картах видны крупномасштабные структуры с различными характерными периодами на экваторе: 27, 14, 9, 7, 5 дней. Период изменения этих структур неоднороден по широте и, вероятно, связан с дифференциальным вращением, причём короткопериодические структуры более дифференцированы по широте.

Работа выполнена по госзаданию Минобрнауки РФ № 075-03-2024-113 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений».

- 1. Пещеров В.С., Григорьев В.М., Свидский П.М., и др. Солнечный телескоп оперативных прогнозов нового поколения // Автометрия. 2013. Т. 49, № 6. С. 62–69.
- 2. *Stenflo J.O.* Differential Rotation and Sector Structure of Solar Magnetic Fields // Solar Physics. 1974. Vol. 36. P. 495–515.

СИСТЕМА ОБРАБОТКИ, ХРАНЕНИЯ И ДОСТУПА К МУЛЬТИ-ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Березин И.А., Тлатов А.Г., Шрамко А.Д., Сапралиев М.Е., Дормидонтов Д.В. Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

SYSTEM OF PROCESSING, STORAGE AND ACCESS TO MULTI-INSTRUMENTAL SOLAR ACTIVITY DATA

Berezin I.A., Tlatov A.G., Shramko A.D., Sapraliev M.E., Dormidontov D.V.

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

Data of the Kislovodsk Mountain Astronomical Station (KMAS) of the Pulkovo Astronomical Observatory RAS represent images of the solar photosphere, chromosphere, and corona. In addition to measurements in the core of spectral lines, synoptic measurements of the full profiles of spectral lines on the disk of the Sun are carried out: H_{α} , Ca II K and Fe I (630 nm). Radio observations at wavelengths of 3.2 and 4.9 cm are also being continuously monitored. We present a complex automated system of data processing, including recognition of objects in solar images, generation of maps of magnetic fields on the photosphere and chromospheric parameters, assembly of video clips on observational data for quick viewing, creation of synoptic maps of the magnetic field, calculation of flare indices and solar activity indices. The main infrastructural component of the presented system is the KMAS server, which provides storage and processing of data almost in real time. The KMAS server provides open access via the Internet to data of different levels: from spectral and spectropolarimetric data to high-level data such as magnetic field maps and contours of objects segmented in solar images.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-33-36

Введение

На Горной Астрономической Станции (ГАС) ГАО РАН существует много наблюдательных программ. В синоптическом режиме ведутся измерения в солнечной фотосфере, хромосфере, короне. Помимо измерений в ядре спектральных линий, регулярно проводятся измерения полных профилей спектральных линий H_{α} , Са II К и Fe I (630 нм) на всём диске Солнца. В непрерывном режиме ведутся радионаблюдения на длинах волн 3.2 и 4.9 см и измерения магнитного поля Земли. За многие годы наблюдений на ГАС скопился внушительный архив солнечных данных, размеры которого исчисляются сотнями терабайт. Благодаря сотрудничеству с Калмыцким Государственным Университетом мы смогли организовать удалённый доступ к некоторой части архива, в том числе к спектральным и спектрополяриметрическим данным. Файловый НТТР сервер доступен по адресу

http://solar-data.ru:8080/ или http://31.173.211.53:8080/. Помимо хранения данных на базе сервера реализуется комплексная автоматизированная система обработки, включающая распознавание объектов на изображениях Солнца, формирование карт фотосферных магнитных полей и параметров хромосферы, сборку видеороликов по данным наблюдений для быстрого просмотра, создание синоптических карт магнитного поля, вычисление вспышечных индексов и других показателей солнечной активности.

Структура данных

Ниже перечислены основные типы данных, представленных на сервере ГАС:

- Изображения Солнца в формате FITS: в белом свете, в линии Са II К, в линии Н_α;
- Магнитограммы полного диска Солнца по данным магнитографа СТОП (Солнечный Телескоп Оперативного Прогнозирования), синоптические карты;
- Интенсивность короны в линиях Fe XIV 5303 Å и Fe X 6374 Å в виде текстовых таблиц и изображений;
- Текстовые форматы (abp, bp, grp, pral, prb, cnt), содержащие результаты сегментации объектов на Солнце и характеристики этих объектов;
- Таблицы и графики с индексами солнечной активности;
- Спектральные и спектрополяриметрические данные, полученные на хромосферных телескопах и магнитографе СТОП соответственно.

Основной объём информации составляют спектральные данные нулевого уровня (Lev0) – это спектры солнечного излучения – кадры, записанные спектрогелиографом при прохождении изображения Солнца по щели прибора. Кадры спектров пронумерованы в порядке сканирования (от восточного лимба к западному). Из данных нулевого уровня формируются данные первого уровня (Lev1), которые представлены в виде многослойных FITS-файлов. Структура такого FITS-файла для наблюдений в линии H_{α} продемонстрирована на рис. 1.

Спектрополяриметрические данные (данные магнитографа СТОП) нулевого уровня организованы более сложно, поскольку содержат кадры, записанные спектрографом для разных поляризационных компонент солнечного света. В каждом положении изображения Солнца на щели спектрографа записываются четыре типа спектров: для света с левой и правой круговой поляризацией пропущенного или нет через полуволновую фазовую пластинку $\lambda/2$. Пластинка $\lambda/2$ нужна для устранения эффекта инструментальной поляризации. Для снижения шума регистрируется несколько десятков кадров спектров каждого типа, всё это хранится в виде трёхмерных массивов, записанных в FITS-файлы, пронумерованных в порядке сканирования Солнца. Значения в ключах СОМРОNEN и HALFWAVE в заголовках FITS-файлов обозначают тип соответствующих спектров.



Рис. 1. Организация данных первого уровня (Lev1) патрульного спектрогелиографа в линии H_α в виде многослойного FITS-фала.

Спектрополяриметрические данные первого уровня – это магнитограммы полного диска Солнца. Из магнитограмм формируются данные более высокого уровня – синоптические карты магнитного поля.

Обработка данных

Кроме хранения данных и организации удалённого доступа, на сервер возложены задачи ведения различных расчётов в автоматическом режиме. Это обработка данных патрульных телескопов и магнитографа, моделирование, подсчёт индексов солнечной активности и прочее. Однако не все этапы обработки данных могут быть автоматизированы, такие задачи как сегментация и группирование пятен, обработка данных коронографа решаются при участии оператора.

Вычисление индексов солнечной активности

На сервере ведётся регулярный автоматический подсчёт индексов солнечной активности: площадей солнечных пятен, хромосферных флоккул, волокон, корональных дыр, интенсивности солнечной короны. Патрульные наблюдения в оптическом и радиодиапазоне позволяют определять индексы, характеризующие вспышечную активность, что особенно интересно для мониторинга состояния космической погоды.

Наблюдения в линии H_{α} традиционно используются, в том числе, для регистрации солнечных вспышек [1]. Солнечные Патрульные Оптические Телескопы (СПОТ) [2], работающие на ГАС, измеряют полные профили хромосферных линий H_{α} и Са II К. Это позволяет нам детально диагностировать параметры хромосферы, регистрировать и изучать различные эруптивные процессы и прочее. Среди прочего, мы можем оценивать измене-



ния потока излучения в ядре хромосферных линий. На рис. 2 приведён пример оперативно вычисляемого индекса H_α, который определяется как

Рис. 2. Индекс H_α (верхняя панель) и радио (4.9 см, нижняя панель) по данным ГАС, сравнения с потоком рентгеновского излучения по данным GOES за 14.07.2024.

средняя интенсивность излучения в активных областях по отношению к интенсивности спокойной хромосферы. Рост индекса до пиковых значений сигнализирует о состоявшейся солнечной вспышке. Около 04:00 UT 14.07.2024 интенсивность выросла до 1.74 по отношению к спокойной хромосфере (индекс H1.74), что соответствует зарегистрированной в рентгене вспышке класса M3.0 по шкале GOES. Кроме того, на представленном примере в линии H_{α} зарегистрированы более слабые вспышки С-класса (H1.60, H1.57). Мы можем заключить, что СПОТ является перспективным прибором для оценки вспышечной активности.

Работа выполнена по госзаданию Минобрнауки РФ № 075-03-2024-113 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений».

- 1. Veronig A.M., Pötzi W. // Ground-Based Observations of the Solar Sources of Space Weather. 2016. Vol. 504. P. 247.
- 2. *Berezin I.A., Tlatov A.G., Pevtsov A.A.* Solar Filament Eruptions in Hα Doppler Velocity // ApJ. 2023. Vol. 950. P. 100.
ОСОБЕННОСТИ ТОПОЛОГИИ СОЛНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В 21–25 ЦИКЛАХ

Биленко И.А.

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

TOPOLOGY FEATURES OF THE SOLAR MAGNETIC FIELDS IN CYCLES 21–25

Bilenko I.A.

Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

The structural organization and variations in the topology of solar magnetic fields in the cycles 21–24 and the first half of the 25th solar activity cycle are studied based on synoptic data from the Wilcox Solar Observatory from May 1976 to September 2024. It is shown that the topology of the structural organization of magnetic fields differs both in different cycles and at different phases of each cycle. Structures with the dominance of magnetic fields of different polarities occupy opposite longitudinal intervals, which alternate in even and odd cycles. Sharp changes in the topology of the distribution of magnetic fields of positive and negative polarity are observed over 1–3 Carrington rotations in each cycle. The life time of magnetic structures does not reveal a clear correspondence with the height of a cycle. In each cycle, the magnetic field in a structure changes in the form of separate pulses, forming a total of two maximum increases with the second peak higher than the first one. Peak values of magnetic fields correspond to certain structures with positive- or negative-polarity dominated magnetic fields. The maximum values of magnetic field intensity in structures decrease from cycle 21 to cycle 25. The dependences of the mean magnetic field strength in a Carrington rotation on the chaotic state of the magnetic field topology in each cycle are shown. The chaotic state of the magnetic field topology is higher in the weak cycles 23–25 with lower magnetic fields than in the high cycles 21 and 22. In each cycle, the magnetic field intensity decrease with increase in the chaotic state of the magnetic field topology.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-37-40

Введение

Систематические измерения солнечных магнитных полей начались в шестидесятых годах. И уже первые исследования синоптических карт показали, что солнечные магнитные поля распределены по долготе не равномерно, а формируют сложную структуру [1, 6]. При этом топология распределения магнитных полей изменяется как в течение каждого цикла, так и от цикла к циклу [5–8]. Последующие исследования показали, что структурная организация магнитных полей сохраняется на значительных расстояниях от Солнца и наблюдается в межпланетном магнитном поле на орбите Земли. В солнечной короне ее топология и все структурные изменения однозначно трассируются динамикой корональных дыр [3]. Топологические изменения структуры солнечных магнитных полей отражаются в различных явлениях солнечной активности [2]. Целью данного исследования является рассмотрение структурной организации и вариаций топологии солнечных магнитных полей в 21–24 и первой половине 25 цикла солнечной активности. В работе использованы синоптические данные магнитных полей обсерватории Wilcox с мая 1976 по сентябрь 2024 гг. Каждая синоптическая карта содержит информацию о полном Кэррингтоновском обороте (KO) Солнца (1 KO = 27.2753 дня) и представляет собой широтнодолготное распределение значений напряженности магнитного поля, состоящее из 360×180 пикселей, соответствующих солнечным координатам от -75° до +75° выраженных в синусах широты и от 0° до -360° долготы. Наиболее четко структурная организация магнитных полей проявляются в полях, рассчитанных на поверхности источника [8]. Поэтому были использованы синоптические карты магнитных полей рассчитанных в потенциальном приближении на поверхности источника на расстоянии 2.5 радиуса Солнца.

Результаты исследования

На рис. 1а представлена диаграмма долготно-временного распределения магнитных полей усредненных по широте за каждый КО, рассчитанных на поверхности источника, положительной (желто-красные цвета) и отрицательной (сине-лиловые цвета) полярности. На рис. 1b показаны вариации средней напряженности магнитного поля рассчитанной для каждого КО по диаграмме (рис. 1а) для полей положительной (красная кривая) и отрицательной (синяя кривая) полярности и суммы их модулей (черная кривая).



Вариации коэффициента изменчивости структур (КLON) рассчитанного как отношение числа долготных интервалов, в которых произошла смена полярности при переходе от одного КО к следующему к общему числу интервалов [2] приведены на рис. 1с. Из рис. 1а следует, что размеры, продолжительность квазистабильного существования, характер вращения, изменение напряженности в каждой отдельной униполярной структуре различны в разных циклах. Топология структур различается и на разных фазах каждого цикла. Структуры с повышенными значениями напряженности магнитного поля начинают формироваться на фазах роста солнечной активности и продолжают существовать в периоды максимума и начала спада каждого цикла. Каждая пара структур с доминированием магнитных полей положительной и отрицательной полярности занимает, приблизительно в одни и те же КО, противоположные долготные интервалы, которые чередуются в четных и нечетных циклах. В таблице приведены параметры структур с максимальными значениями напряженности магнитных полей в каждом цикле.

KO	\mathbf{I} + (1)	\mathbf{I} (1)		D			
КО	L+(deg.)	L - (deg.)	Bmax +	Bmax –			
21 цикл							
1677-1695	142-250		18.23				
1725-1745		215-342		-17.97			
22 цикл							
1824-1856	182-360		14.53				
1838-1853		0-190		-16.14			
23 цикл							
1981-2004	294-360		10.29				
1989-2032		158-360		-9.99			
24 цикл							
2139-2210	154-360		10.58				
2150-2212		0-250		-7.61			
25 цикл							
2242-2288	0-216		7.32				
2255-2288		202-360		-6.56			

Таблица.

В каждом цикле наблюдаются резкие, в течение 1–3 КО, изменения топологии распределения магнитных полей. На долготных интервалах с доминированием магнитных полей, например, положительной полярности происходит смена доминирования магнитных полей на поля отрицательной полярности, а в соответствующих долготных интервалах с доминирование магнитных полей отрицательной полярности происходит такая же быстрая смена доминирования магнитных полей на поля положительной полярности. Пиковые значения напряженности магнитного поля выше в высоких, 21 и 22 циклах. Продолжительность существования структур не

выявляет однозначного соответствия с высотой цикла. Магнитное поле в каждой структуре изменяется не плавно, а в виде отдельных импульсов, формируя суммарно два максимальных возрастания в каждом цикле (рис. 1b). При этом второй пик, приходящийся на фазу спада, выше первого в каждом цикле. Согласно такой закономерности 25 цикл должен быть выше 24 цикла. Наблюдается снижение максимальных значений напряженности магнитного поля в структурах от 21 к 25 циклу. Пики напряженности магнитного поля положительной и отрицательной полярности на рис. 1b совпадают с конкретными структурами на рис. 1a.

На рис. 2 показаны зависимости средней напряженности магнитных полей от К_{LON}. В каждом цикле наблюдается снижение средней напряженности магнитного поля в КО с ростом К_{LON}. В работе [4] для 21–23 циклов было показано, что чем стабильнее структура глобального магнитного поля, т. е. чем ниже К_{LON}, тем выше напряженность магнитного поля в цикле. Из рис. 1 и рис. 2 также следует, что значения К_{LON}, характеризующего степень хаотичности топологии магнитного поля, выше в 23, 24 и 25, т. е. в слабых циклах с более низкими средними за КО значениями магнитного поля, чем в высоких, 21 и 22 циклах.

В заключение следует отметить, что источник формирования и циклической эволюции описанных выше структур в настоящее время не известен. Интересной представляется гипотеза о том, что возможной причиной появления наблюдаемых структур могут быть волны Россби генерируемые в основании конвективной зоны Солнца [9]. В статье [5] было показано, что время существования структур разных масштабов, моменты их формирования и реорганизаций совпадают с аналогичной динамикой волн Россби различной частоты.

Wilcox Solar Observatory data used in this study was obtained via the web site http://wso.stanford.edu at 2023:04:28 12:04:38 PDT courtesy of J.T. Hoeksema. The Wilcox Solar Observatory is currently supported by NASA.

- 1. Ambrož P., Bumba V., Howard R., Sýkora J. // IAUS, 1971, 43, 696-709.
- 2. Bilenko I.A. // Solar Phys., 2014, 289, 4209-4237.
- 3. Bilenko I.A. and Tavastsherna K.S. // Solar Phys., 2016, 291, 2329-2352.
- 4. Bilenko I.A. and Tavastsherna K.S. // Geomag. Aeronom., 2017, 57, 803-813.
- 5. Bilenko I.A. // Astrophys. J. Lett., 2020, 897, L24.
- 6. Bumba V. and Howard R. // Solar Phys., 1969, 7, 28-38.
- 7. Bumba V. // IAUS, 1976, 71, 47-67.
- 8. Hoeksema J.T. // Adv. Space Res., 1991, 11, 15-24.
- 9. Tikhomolov E. // Solar Phys., 1995, 156, 205-219.

РАЗВИТИЕ ПЯТЕН НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛНОСТЬЮ КОНВЕКТИВНОЙ ЗВЕЗДЫ V639 HER

Бондарь Н.И., Антонюк К.А., Пить Н.В.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

DEVELOPMENT OF SURFACE STARSPOTS ON THE FULLY CONVECTIVE STAR V639 HER

Bondar' N.I., Antonyuk K.A., Pit' N.V.

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia

The article presents photometric studies of the M-dwarf V639 Her (M4.5Ve, $M = 0.31M_{\odot}$) based on the results of CCD observations in 2019 at CrAO in the BV(RI)c bands. The light curves in the specified bands and the results of the periodogram analysis are given. The value of the rotation period of the star is found to be 1.457 days. The star is a fast rotator with the presence of low-amplitude variability in the visible and red regions; it is noted that, as the brightness decreases, the star becomes redder. Based on the phase light curves, the parameters of the rotational modulation – the amplitude and phases of the minimum – are determined; it is concluded that the starspots occupy both hemispheres of the rotational modulation are maintained over an interval of 100 days.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-41-44

Введение

Звезда V639 Her ($V = 12^{m}.93$) является слабым компонентом астрометрической двойной системы GJ 669 AB, удаленной на 10.75 пс [1]. Спектральный класс звезды M4.5 Ve, масса $M = 0.31M_{\odot}$, и согласно [2], она является полностью конвективной звездой. Проявления магнитной активности звезды наблюдаются во всех диапазонах. У нее обнаружены оптические вспышки [3] и эмиссия в линии H-альфа, радиоизлучение исследуется на разных телескопах с 1976 г., рентгеновское излучение зарегистрировали спутники XMM и Chandra [1].

Скорость осевого вращения V639 Нег определена недавно, значение $v\sin i = 7$ км/с согласуется с фотометрическим периодом 1.45 сут [4], если принять угол наклона оси вращения $i=40^{\circ}$ [5]. Развитие фотосферных пятен у звезды не изучалось. В 2019 г. на 1.25 м рефлекторе Крымской астрофизической обсерватории (КрАО) мы выполнили фотометрию системы GJ 669 AB в полосах BV(RI)_с с целью уточнения периодов вращения компонентов системы и изучения их фотосферной активности [6].

В этой статье представлены кривые блеска, полученные по данным фотометрии 2019 г. звезды V639 Her, результаты их периодограммного анализа и найденное значение периода вращения. На основе анализа вращательной модуляции блеска получены данные о присутствии холодных пятен и их распределении на поверхности звезды.



Переменность блеска и цвета по фотометрии 2019 г.

Рис. 1. Изменения блеска V639 Нег по наблюдениям с 21.06 по 24.11 2019 г. Измеренные величины – малые кружки, усредненные по дате – большие кружки; линиями отмечены средние значения и уровни 1*ö* и 3*ö*.



Рис. 2. (а) Ряд средних по дате V-величин; (б) частотный анализ методом Ломба-Скаргля, пик на периодограмме соответствует $P_{\text{rot}} = 1.45 \text{ сут}$, FAP(0.3,0.05,0.01) отмечены пунктирными линиями; (в, г) свертки в фильтрах V и R с $P_{\text{rot}} = 1.45 \text{ сут}$.

Наблюдения V639 Нег в 2019 г. выполнены в полосах $BV(RI)_c$ с 21 июня по 24 ноября. Описание аппаратуры, методов регистрации и обработки данных приведены в [6]. За 92 ночи наблюдений на интервале 156 дней было получено 280 измерения блеска звезды в каждом фильтре относительно звезды сравнения ТҮС 2082-2143-1. Звездные величины для звезды сравнения взяты из каталогов ТҮСНО и USNO-B1. Кривая блеска на рис. 1 представляет усредненные в дату наблюдений величины, определенные относительно звезды сравнения. Результаты измерений приведены в таблице 1.

Фильтр	Среднее значение,	σ,	Δ mag
	mag	mag	(min-max)
В	2.592	0.052	0.22
V	1.849	0.023	0.11
R	0.909	0.020	0.08
Ι	-0.832	0.032	0.17

Таблица 1. Характеристики блеска относительно звезды сравнения ТҮС 2082-2143-1.

С наименьшими ошибками получены ряды данных в V и R полосах (рис. 1б,в). По этим рядам выполнен поиск периодических изменений методами Ломба-Скаргля и Лафлера-Кинмана и принято значение периода, равное 1.4576 дней (рис. 2), с которым получены наилучшие свертки в полосах V и R. Рисунки 2(в,г) показывают изменения блеска в видимой и красной области спектра. С уменьшением блеска звезда становится более красной.



Рис. 3. Изменения блеска и цвета (*v-r*). Коэффициент корреляции $r^2 = 0.45$, $\sigma = 0.022$.

Характер связи между изменением блеска и показателем цвета (v-r)рассмотрен на диаграмме на рис. 3. и подтверждается для величин v - (v-i), но практически не прослеживается на диаграмме v - (v-b), что вызвано большими ошибками измерений в В-фильтре и возможным вкладом ярких образований.

Вращательная модуляция блеска

Для изучения характеристик вращательной модуляции блеска и изменений цвета были построены фазовые кривые с элементами $P_{\rm rot} = 1.4576$ сут, $T_0 = 2458655.8974$. Характеристики вращательной модуляции представлены в таблице 2, фазовые кривые приведены на рис. 4.

Дата 2010 г	JD-2450000	Интервал,	Фаза	Амплитуда, mag	
20191.		CyT	минимума	v	V-1
21.06 - 02.08	8656 - 8698	42	0.32	0.10	0.03
08.08 - 24.11	8704 - 8812	108	0.22, 0.92	0.07	0.03

Таблица 2. V639 Her. Характеристики вращательной модуляции.

На рис. 4а выделены два временных интервала: один длительностью 42 дня, когда амплитуда изменений блеска была максимальной, равной 0.1 mag, и наблюдался один минимум на фазе 0.32, и другой, на интервале 108 дней, когда амплитуда уменьшилась на 30% и наблюдалось два мини-

мума на фазах 0.22 и 0.92. Такой же характер изменений цвета (v-r) с периодом вращения показан на рис. 4б. Малоамплитудные периодические изменения блеска и одновременное покраснение звезды у красных карликов свидетельствует о присутствии холодных пятен на ее поверхности.

Изменения амплитуды и фазы минимума являются качественными показателями изменения параметров пятен и их расположения. В июнеиюле значительная область запятнения выделяется на одном из полушарий, а в августе-ноябре пятна меньшей площади присутствовали на обеих полусферах звезды. Стабильность параметров пятен и их поверхностное распределение сохраняется около 100 дней.



Рис. 4. Врашательная модуляция блеска (а) и цвета (v-r) (б) V639 Her в 2019 г. Интервал 21.06–2.08 – квадратики; 8.08–24.11 – кружки. Линии-аппроксимирующие полиномы.

Выводы

По результатам широкополосной фотометрии 2019 г. период вращения V639 Her равен 1.457 дней, что хорошо согласуется со значением, найденным в [4]. С этим периодом происходят изменения блеска и цвета звезды, при уменьшении блеска звезда становится краснее, что свидетельствует о присутствии холодных пятен на ее поверхности. Фазовые кривые показали, что области значительной запятненности в разные эпохи могут присутствовать на одном или на обоих полушариях. Параметры пятен и их поверхностное распределение сохраняются в течение 100 дней.

- 1. *Quiroga-Nuñez L.H., Intema H.T., Callingham J.R., et al.* // Astron. Astrophys., 2020, 633, id.A130, 9 pp.
- 2. Chabrier G., Baraffe I. // Astron. Astrophys., 1997, 327, 1039.
- 3. Roques P.E. // PASP, 1955, 67, 394, 34.
- 4. Hartman J. D., Bakos G.A., Noyes R.W., et al. // Astron. Journ., 2011, 141, 166.
- 5. Pass E.K., Charbonneau D., Irwin1, J.M., Winters J.G. // ApJ, 2022, 936:109 (20pp).
- 6. Bondar' N.I., Antonyuk K.A., Pit' N.V. // Astrophysics, 2022, 65, 483.

КОРОТКИЕ ЦИКЛЫ АКТИВНОСТИ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ ПО РАЗНЫМ ОБЗОРАМ

Бондарь Н.И., Шляпников А.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

SHORT ACTIVITY CYCLES OF RED DWARFS ACCORDING TO DIFFERENT SURVEYS

Bondar' N.I., Shlaypnikov A.A

Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia

A brief historical overview of the search for red dwarf activity cycles, studies conducted by the authors and colleagues, and the current state of the problem are considered. Using four years of Kepler data, cyclic changes in the amplitudes of light curves and rotation periods were measured for some of the 3203 stars. The results of this study are analyzed by the authors using observations published in the Gaia and ZTF databases.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-45-48

Введение

Интерес к изучению циклической активности у звёзд малых масс и её связи с периодом их вращения обусловлен необходимостью понимания особенностей проявлений звездной активности на разных этапах эволюции и перспектив эволюции активности Солнца.

Диаграммы период вращения – длина цикла активности показывают наличие двух последовательностей для активных и малоактивных звёзд, и то, что Солнце не принадлежит ни к одной из них, возможно, свидетельствует о переходном состоянии нашей звезды.

Краткий исторический обзор по поиску циклов активности красных карликов, исследования, выполненные авторами с коллегами, и современное состояние проблемы рассмотрены в данной работе.

С запуском космических обсерваторий для поиска экзопланет (проекты CoRoT, Kepler и K2, TESS) появилась возможность с высоким временным разрешением анализировать временные ряды не только по целевому назначению, но и производить поиск возможных циклов активности звёзд. В том числе, анализировать данные на наличие сверхкоротких циклов, аналогичных циклам типа Ригера, длительностью менее года.

Циклы активности у Солнца и F-М карликов

Циклические проявления активности Солнца были открыты в 1844 г. благодаря обнаружению 11-летнего цикла по наблюдениям солнечных пятен [1]. А в 1908 г. найдена связь между развитием пятен и магнитной активностью [2, 3]. Магнитный цикл смены полярности в 22 года, равный удвоенному 11-летнему циклу, был обнаружен в 1919 г. [4] и детально исследован в 1959–1961 гг. [5].

Начало регулярных наблюдений линий Н и К Са II у ~100 звёзд спектральных типов F2-M2 на обсерватории Маунт Вилсон [6] и обнаружение циклов хромосферной активности, сравнимых по длительности с 11-летним солнечным циклом [7] легли в основу первого каталога звёзд, у которых наблюдалась циклическая активность [8].

Проекты НК [8] и «The Sun in Time» [9] дали основные результаты о циклической активности звёзд солнечного типа разного возраста, связях между определяемыми из наблюдений значениями периодов вращения звёзд, длительностью и амплитудой циклов, и параметрами звёзд и звёзд-ного динамо [10–12].

Наряду со спектральными методами по изучению звёздных циклов, важную роль играют и фотометрические, узкополосные, широкополосные и панорамные систематические наблюдения программных звёзд, анализ фотографических архивов и баз данных различных обзоров.

Впервые вращательная модуляция блеска, обусловленная присутствием пятен, и возможный 8-летний цикл пятнообразования были открыты у звезды BY Dra [13].

По фотографическим архивам удалось исследовать кривые блеска у ряда звёзд за несколько десятилетий и заподозрить у нескольких К-М карликов длинные циклы в 40–60 лет [14–18]. По данным 1967–2015 гг. у 6 М карликов найдены циклы 25–40 лет [19]. По выборке из 65 G-М карликов [20] было найдено, что у 50% звёзд доминирующие циклы от 7 до 21 года, т.е. сравнимы с солнечным циклом, у 30% звёзд – меньше 7 лет.

По длительным рядам наблюдений у некоторых красных карликов обнаружено несколько циклов: у ВҮ Dra циклы 50–60 и 8 лет [13, 16]; у V833 Tau – тренд 109 лет, циклы 27–30 лет, 5.2 и 2.2 гг. [11]; у є Eri – 2.2 и 12 лет [21] и 34 г. [22].

Анализ коротких циклов активности по данным Kepler, Gaia и ZTF

Анализируя выборку из 23601 звезды, наблюдавшихся обсерваторией Кеплер, авторы [23] отобрали 3203 звезды, у которых обнаружили периодичность изменения амплитуд блеска в диапазоне от 0.5 до 6 лет (P_{cyc}) с периодами вращения от 1 до 40 дней (P_{rot}). При анализе временных рядов для обнаружения периодичности применялся метод Ломба-Скаргла. Отбор звёзд был основан на вероятности ложной тревоги (FAP), которая составляла менее 5%, что почти в три раза превышало ожидаемое значение для чистого шума. Для последующего анализа нами были отобраны 1201 звёзд с FAP \leq 1%. После перекрёстной идентификации радиусом 1" по координатам с данными Gaia [24], для которых есть временные ряды, осталось 373. В итоговый список вошло 33 звёзды, после включения данных ZTF [25].

Далее – примеры обработки наблюдений данных Kepler, Gaia и ZTF.



На рис. 1 продемонстрированы: оригинальный временной ряд звезды КІС 5009157 (*a*) 1427 дней (R_{var}) по данным [23]; его периодограмма (δ); фазовая кривая (ϵ) вращения ($P_{rot} = 4^d.89$) и фазовая кривая (ϵ) цикла ($P_{cyc} = 182^d.5$). Цифрами на рисунке 1 δ указано: $1 - P_{rot}$, $2 - P_{cyc}$ и $3 - \approx P_{cyc}/2$.

Обработка данных Gaia. Рисунки 2 a - c. 2 a – временной ряд длительностью 952 дня. Виден тренд в изменении блеска. 2 δ – периодограмма ряда. 2 e и 2 c – фазовые кривые с периодами 4^d.89 и 182^d.5. Как видно по рисункам 2 δ и 2 c, период, связанный с P_{cyc}, отсутствует. Цифрами 3 и 4 на рис. 2 δ обозначены периоды $\approx 33^{d}$ и $\approx 99^{d}$, возможно сопряжённые с P_{rot} и P_{cyc}.

На рис. 3 – результаты обработки данных ZTF. 3 a – временной ряд – 1728 дней. 3 δ – периодограмма ряда. 3 e и 3 r – фазовые кривые с периодами 4^d.89 и 182^d.5. На рисунках 3 δ и 3 r видно, что период, связанный с Р_{сус}, отсутствует либо очень слабо выражен. Амплитуда Р_{сус} по рис. 2 r и 3 *г* равна, соответственно, $\approx 0^{m}.004$ и $\approx 0^{m}.009$, что значительно ниже среднего значения ошибок наблюдений.

Заключение

Сравнение длительности циклов активности звёзд нижней части главной последовательности по данным различных обзоров позволяет определить достоверность их обнаружения, проследить их действие на более длительных интервалах времени и/или выявить новые циклы.

В данной работе, на примере звезды КІС 5009157, выполнен анализ её переменности по данным обсерваторий Kepler, Gaia и ZTF. По всем трём рядам наблюдений подтверждено существование периода вращения близкого к 4.89 дня. Циклическая активность с периодом 0.5 года, описанная в [23], явно выражена по данным Kepler, но не обнаружена по наблюдениям Gaia и ZTF. Составлен список звёзд для дальнейшего анализа.

Благодарности

В этом исследовании использовался инструмент доступа к каталогам VizieR, CDS, Страсбург, Франция [26], что помогло авторам в работе.

Литература

1. Schwabe H. // AN, 1844, 21, 233.

- 2. Hale G.E. // ApJ, 1908, 28, 315; ApJ, 1913, 38, 27.
- 3. Eberhard G., Schwarzschild K., ApJ, 1913, 38, 292.
- 4. Hale G.E., Ellerman F., Nicholson S.B., Joy A.H., 1919, ApJ, 49, 153.
- 5. Babcock H. // ApJ, 1959, 130, 364; 1961, ApJ, 133, 572.
- 6. Wilson O. // ApJ, 1968, 153, 221.

7. Vaughan A.H., Preston G.W., Wilson O.C. // PASP, 1978, 90, 267.

- 8. Baliunas S.L., Donahue R.A., Soon W.H. // ApJ, 1995, 438, 269.
- 9. Dorren, J.D., Guinan, E.F. // ApJ, 1994, 428, 805.
- 10. Donahue, R.A., Saar, S.H., Baliunas, S.L. // ApJ, 1996, 466, 384.
- 11. Oláh, K., Kővári, Z., Petrovay, K., et al. // A&A, 2016, 590, A133.
- 12. Boro Saikia, S., Marvin1 C.J., Jeffers S.V. et al. // A&A, 2018, 616, A108.
- 13. Chugainov P.F. // Izv. Krym. Astrofiz. Obs., 1973, 48, 3.
- 14. Phillips M.J., Hartmann L. // ApJ, 1978,224, 182.
- 15. Hartmann L., Bopp B.W., Dussault M., et al. // ApJ, 1981, 249, 662.
- 16. Bondar' N.I. // AASuppl, 1995, 111, 259.
- 17. Bondar' N.I. // Izv. Krym. Astrofiz. Obs., 1996, 93, 111.
- 18. Shlyapnikov A.A., Bondar' N.I., Gorbunov M.A. // AcAT., 2022, 3, 2, 46.
- 19. Alekseev I.Yu., Kozhevnikova A.V. // Astronomy Reports, 2017, 61, 3, 221.
- 20. Bondar' N.I., Katsova M.M., Livshits M.A. // Ge&Ae, 2019, 59, 7, 832.
- 21. Metcalfe, T.S., Buccino, A.P., Brown, B.P. et al. // ApJ, 2013, 763, L26.
- 22. Fuhrmeister B., Coffaro M., Stelzer B. et al. // A&A, 2023, 672A, 149.
- 23. Reinhold T., Cameron R.H., Gizon L. // A&A, 2017, 603A, 52.
- 24. Gaia collaboration, 2022, yCat, 1355, 0G.
- 25. Chen X., Wang S., Deng L. et al. // ApJS, 2020, 249, 18.
- 26. Ochsenbein F., Bauer P., Marcout J. // A&AS, 2000, 143, 23.

ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ СПОКОЙНОГО СОЛНЦА: ЛИНИИ ~0.84 МэВ и ~1.2 МэВ

Васильев Г.И.¹, Ковальцов Г.А.¹, Остряков В.М.²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия ²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

GAMMA EMISSION OF THE QUIESCENT SUN: ~0.84 MeV and ~1.2 MeV lines

Vasilyev G.I.¹, Kovaltsov G.A.¹, Ostryakov V.M.²

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia ²Peter the Great St. Petersburg State Polytechnic University, St. Petersburg, Russia

Intensity of the most powerful lines emitted by quiescent Sun around ~0.84 MeV and ~1.2 MeV, originated from ²²Na, ⁵⁴Mn and ⁵⁶Co isotopes decay, were simulated. We have updated the relevant nuclear cross sections according to EXFOR/CSISRS data base (https://www.nndc.bnl.gov/exfor) and with the help of GEANT4.10 code extended our modeling up to incident particle energies E~10 GeV, where the secondary atmospheric cascading becomes important. So, we combine semi-analytical approach (valid at E<0.5 GeV) and numerical calculations (0.5 GeV<E<10 GeV) using GEANT4.10 package. Also, the yield function for the production of these isotopes has been obtained allowing one to consider any kind of the energy spectra of incident particles (mainly protons).

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-49-52

Введение

Хотя самые мощные выделения энергии на Солнце происходят во время сильных солнечных вспышек (генерация ударных волн, корональные выбросы массы, ускорение частиц, нагрев плазмы и т.д.), но и в более спокойные периоды также возможны события, сопровождающиеся (в том числе) и ускорением частиц. Во время таких слабых (нано)вспышек имеет место генерация долгоживущих радиоактивных изотопов, которые копятся в солнечной атмосфере и выходят в межпланетное пространство вместе с солнечным ветром. Эти изотопы при распаде дают гамма излучение от спокойного Солнца. Изучение этих явлений может дать информацию о среднем потоке энергичных протонов в солнечной атмосфере, ускоренных не только в мощных вспышках, но и в возможных более многочисленных слабых событиях. Впервые на это было обращено внимание в работах [1, 2]. Оценки показали, что наиболее интенсивные гамма линии в спектре спокойного Солнца должны проявляться в области энергий квантов ~0.84 МэВ и ~1.2 МэВ. Появление их связано с накоплением в солнечной атмосфере таких изотопов как натрий-22 (период полураспада 2.6 года, гамма линия 1.275 МэВ), марганец-54 (312.3 дня, гамма линия 0.835 МэВ) и кобальт-56 (78.8 дня, гамма линии 0.845 и 1.24 МэВ). В данной работе нами с использованием современных данных выполнены расчёты генерации указанных изотопов в ядерных реакциях ускоренных протонов с энергиями от 10 МэВ до 10 ГэВ, взаимодействующих с ядрами солнечной атмосферы.

Производящая функция образования изотопов в атмосфере Солнца

Мы произвели расчеты, так называемой, производящей функции (Yield Function), *Y*, генерации изотопов. По определению *Y* – это такое количество ядер, генерируемое на один падающий протон данной начальной энергии *E*. Первичные протоны тормозятся в солнечном веществе вследствие ионизационных потерь; при больших энергиях они могут давать в ядерных реакциях вторичные частицы, которые также генерируют интересующие нас изотопы. При энергии первичных протонов менее нескольких сотен МэВ, когда ионизационные потери превалируют над ядерными, а развития вторичного нуклонного каскада не происходит, производящая функция может быть рассчитана аналитически:

$$Y(E) = n_{Si} \int_{0}^{E} \frac{1}{dE / dx(E')} S(E') dE',$$

где dE/dx – ионизационные потери протона (МэВ/(г/см²)), n_{si} – содержание ядер кремния в 1 грамме вещества солнечной атмосферы. Здесь также S(E) – суммарное сечение (см²) всех ядерных реакций генерации данного изотопа, отнесённое к содержанию кремния:

$$S(E) = \sum_{i} \frac{n_i}{n_{Si}} \sigma_i(E)$$

где n_i – содержание ядер сорта *i* в 1 грамме солнечного вещества, $\sigma_i(E)$ – сечение генерации изотопа протоном с энергией *E* на ядре сорта *i*. Функция *S*(*E*) для рассматриваемых изотопов приведена на рис. 1. Содержание элементов и их изотопный состав в солнечном веществе взяты из работы [3], а сечения ядерных реакций – из базы данных EXFOR/CSISRS: https://www.nndc.bnl.gov/exfor. При расчётах учитывалась также генерация короткоживущих предвестников обсуждаемых изотопов: ²²Mg для ²²Na и ⁵⁶Ni для ⁵⁶Co. Для высоких энергий, когда нельзя пренебречь ядерными потерями первичных протонов и генерацией ими вторичных нуклонов, производящая функция была рассчитана при помощи пакета GEANT4.10 [4]. Результаты этих расчётов хорошо согласуются с аналитическим подходом в переходной области энергий. На рис. 2 показаны полученные нами про-

изводящие функции. Обращает на себя внимание практическая идентичность $Y(^{22}Na)$ и $Y(^{54}Mn)$ по крайней мере в области энергий E > 30 МэВ.



Рис. 3.

Рис.4.

Оценка интенсивности гамма линий

При спектре первичных протонов N(E) генерация изотопа Q, рассчитывается по следующей формуле:

$$Q = \int Y(E)N(E)dE$$

На рис. 3 и 4 показаны скорости генерации изотопов, рассчитанные для двух видов спектров протонов при нормировке $N(>30 \text{ M} \Rightarrow B) = 1$. Рис. 3 получен для спектра вида $N(E) \sim exp(-R/R_0)$, где R – магнитная жесткость протона, а рис. 4 – для степенного спектра $N(E) \sim E^{-G}$. На рисунках Q является безразмерной величиной. Для оценки возможного потока излучения в интересующих нас гамма линиях примем, что средний поток протонов, взаимодействующих с веществом солнечной атмосферы, равен потоку протонов, инжектированных в межпланетное пространство, хотя это пред-

положение нуждается в дополнительном обосновании. Есть данные, что отношение этих двух популяций частиц может составлять 100:1 в пользу потока, направленного к Солнцу. По наблюдениям на орбите Земли за последние циклы солнечной активности [5] средний поток протонов солнечных космических лучей F(>30 МэB) составляет 30 см⁻² с⁻¹ при $R_0 = 100 \text{ MB}$. При диффузионном распространении протонов в межпланетном пространстве с длиной пробега 0.1 а.е. это приводит к оценке среднего потока протонов, инжектированных из солнечной поверхности $\sim 5 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \text{c}^{-1}$. Используя наши расчеты величины Q, можно оценить средний поток излучения на орбите Земли в области энергий $\sim 0.84 \text{ МэB}$ и $\sim 1.2 \text{ МэB}$ как $2 \times 10^{-6} \text{ см}^{-2} \text{ c}^{-1}$. Заметим, что поток этого гамма излучения должен существенно зависеть от фазы солнечного цикла и в минимуме активности может быть в несколько раз ниже среднего.

Выводы

Результатом нашего рассмотрения является обновление и расширение (в область больших энергий) проведённых ранее расчётов генерации линейчатого излучения от спокойного Солнца. Важным дополнением было бы сравнение с экспериментальными данными (например, с аппарата RHESSI). Предварительные поиски уверенно идентифицируют сдвоенные линии от ⁵⁴Mn и ⁵⁶Co, анализ которых может дать абсолютные потоки направленных к Солнцу частиц и, значит, прояснить роль (нано)вспышек.

- 2. Ковальцов Г.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1981. Т. 45. № 7. С. 1155.
- 3. Asplund M. et al. // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 2009. V. 47. P. 481.
- 4. Allison J. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. 2016. V. A835. P. 186.
- 5. Nishiizumi K. et al. // Geochim. et Cosmochim. Acta. 2009. V. 73. P. 2163.

^{1.} Кужевский Б.М. // Письма в Астрон. Журнал. 1977. Т. З. С. 26.

АТМОСФЕРНЫЙ ³Не КАК ИНДИКАТОР ВОЗДЕЙСТВИЯ МЕЖЗВЁЗДНОГО ГАЗА НА СОЛНЕЧНУЮ МОДУЛЯЦИЮ

Васильев Г.И.¹, Константинов А.Н.², Остряков В.М.², Павлов А.К.¹

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия ²Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого, Санкт-Петербург, Россия

ATMOSPHERIC ³HE AS AN INDICATOR OF INTERSTELLAR GAS AFFECTING THE SOLAR MODULATION

Vasilyev G.I.¹, Konstantinov A.N.², Ostryakov V.M.², Pavlov A.K.¹ ¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

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

Interaction of the heliosphere with interstellar inhomogeneities (clouds or cloudlets) may result in the Galactic cosmic ray (GCR) flux changes independently on the solar activity. During such periods intense accretion of neutral gas from clouds into the terrestrial atmosphere occurs. The ³He/⁴He ratio in the interstellar gas exceeds the same ratio in the atmosphere by two orders of magnitude. So, the consequence of such an encounter could be manifested and detected in ice kerns by measuring the ³He/⁴He ratio. The dating of these increases in ice covers some growths in radiocarbon and ¹⁰Be content which are usually interpreted as powerful solar superflares (or sequence of flares). However, occurrence probability for such events during the last 15 kyr turns out to be much more frequent than those observed on Sunlike stars by Kepler mission.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-53-56

Введение

Основными гипотезами, объясняющими резкие повышения концентрации радиоуглерода в кольцах деревьев, являются глубокие минимумы солнечной активности (типа Маундеровского), солнечные супервспышки и взаимодействие гелиосферы с малоразмерными (10-100 а.е.) межзвёздными неоднородностями, или облаками. В последнем случае имеет место аккреция нейтрального газа на Землю, последствия которой могут быть обнаружены в кернах полярных льдов. Это становится возможным, поскольку отношение ${}^{3}\text{He}/{}^{4}\text{He}$ в межзвёздном газе (1.6×10⁻⁴) существенно превышает это отношение в земной атмосфере (1.38×10⁻⁶). При таком взаимодействии, если плотность облака достаточно велика, происходит сжатие гелиосферы вплоть до размеров ~0.22 а.е. [1], а на земную атмосферу в этом случае попадает локальный межзвёздный спектр галактических космических лучей (ГКЛ). Поскольку этот спектр уже не зависит от солнечной активности, то это имеет последствия для образования различных космогенных изотопов в атмосфере Земли, приводя к некоторой универсальности такого образования.

Исходные данные

Согласно существующим моделям отношение концентраций изотопов $R_a = {}^{3}\text{He}/{}^{4}\text{He}$ в современной атмосфере определяется балансом их прихода из космоса и земных недр, а также ухода в межпланетное пространство. Поступающий из литосферы в атмосферу ${}^{4}\text{He}$, образуется при α -распаде тяжёлых элементов (U, Th), а ${}^{3}\text{He}$ – только из мантии, как «первичный» захваченный при образовании Земли. Поэтому отношение ${}^{3}\text{He}/{}^{4}\text{He}$ в поступающем газе составляет ~10⁻⁵. С другой стороны, существует захват гелия из межзвездного газа и солнечного ветра с высоким изотопным отношением $R \sim 5 \times 10^{-4}$. Величина R в образцах ледяного керна измеряется относительно его современного атмосферного значения R_a , т.е. $\beta \equiv R/R_a$ и в атмосфере может меняться со временем. Природным архивом, сохраняющим данные по содержанию изотопов гелия, является полярный лед Антарктиды и Гренландии. В таблице приведены измерения β во льду со станции Восток в Антарктиде [2].

Depth [⁴ He] R/R _a	
(m) (nmol kg ')	
Previous sampling (1989–92)*	
116-165 10.4±1.2 0.985±0.0	11
120-145 11.9±1.4 1.017±0.00	31
1,252-1264 13.3±0.5 0.943±0.00	07
2,441-2501 13.2±0.9 0.954±0.0	15
Deep core sampling (1997)	
3,530 9.5±0.8 1.111±0.00	05
3,531 8.7±0.8 1.098±0.00	05
3,535† 9.8±0.8 0.951±0.00	05
3,535 ⁺	05
3,540 29.1 ± 0.8 0.282 ± 0.00	05
3,551 38.4±0.8 0.262±0.00	05
3,565 36.0±0.8 0.225±0.00	05
3,568 35.8±0.8 0.235±0.0	05
3,576 32.1±0.8 0.253±0.00	05
3,578 34.5±0.8 0.240±0.00	05
3,580 35.8±0.8 0.327±0.00	05
3,599 33.1 ± 0.8 0.191 ± 0.00	05
3,605 31.8±0.8 0.267±0.00	05
3,608 32.5±0.8 0.219±0.00	05

Задачей этой работы являлось нахождение границы между льдом ледника и намёрзшим льдом из подлёдного озера. Эта граница была обнаружена на глубине 3535–3540 метров, что видно по резкому изменению $R/R_{\rm a}$ (обведено в рамку). Нас же интересуют повышения β на гораздо меньших глубинах, которые ещё могут быть датированы. Следует заметить, что обмен газами между верхним слоем керна и атмосферой может происходить только до тех пор, пока плотность льда меньше ~0.80-0.83 г/см³. Средняя плотность полностью сформировавшегося льда на глубине >40 м в керне составляет ~0.92 г/см³. Таким образом, захваченный в керне газ оказывается моложе возраста самого льда примерно на 2600 лет [3, 4]. Такие исследования были проведены, в основном, для CO₂, но также и для N₂ и O₂. Для гелия, как более легко диффундирующего газа, подобная оценка может служить лишь верхним пределом. Из-за бо́льшей подвижности ³Не сегодняшнему отношению β в атмосфере соответствует величина ~0,95 во льду. В образцах с глубин 120-145 м и 3530-3531 м в указанной работе были зафиксированы повышения β, что говорит о том, что предполагаемые события имели место в прошлом неоднократно. Однако на больших глубинах лёд практически не датируется, тогда как датировка первого из этих повышений возможна. А именно, газ в образце 120-145 м имеет возраст 2000-3000 лет при возрасте льда 4600-5600 лет. Возможная ошибка датировки оценивается ~1000 лет [3]. Существенный избыток ³Не в атмосфере (~7% для образца 120–145 м) в этот период по сравнению с современной атмосферой требует как наличия источника, обогащенного ³He, так и высокой скорости его потерь из атмосферы за последние ~3000 лет. При современном содержании ³Не в столбе атмосферы 1,6×10¹⁴ ат/см² эта скорость может быть оценена ~100 ат/см²с, что не противоречит теоретическим моделям диссипации гелия из верхней атмосферы. В этих моделях основными процессами потерь рассматриваются термическая (джинсовская) диссипация из экзосферы Земли и «полярный ветер» (поток ионов вдоль открытых силовых линий магнитного поля в полярных районах) [5, 6].

Результаты и обсуждение

В рассматриваемый нами период увеличения содержания ³Не были обнаружены два события (813 ВСЕ и 660 ВСЕ, см. рисунок) с резким ростом содержания космогенного ¹⁴С. Для более древнего аналогичного события 5480 ВСЕ измерения ³Не в керне отсутствуют. Подобные события могут объясняться увеличением потока ГКЛ на орбите Земли за счёт сжатия гелиосферы при прохождении Солнечной системы через плотные малоразмерные облака межзвёздного газа. В рамках этой гипотезы события должны сопровождаться интенсивной аккрецией межзвёздного гелия с высоким относительным содержанием ³Не.



Рисунок. Увеличение содержания радиоуглерода в атмосфере Земли (∆¹⁴C) для событий 5480 ВСЕ (круги), 813 ВСЕ (треугольники) и 660 ВСЕ (квадраты) [7, 8].

Выводы

1. По нашему мнению, по данным об отношении ³He/⁴He во льдах станции Восток можно говорить о вероятном зафиксированном сжатии гелиосферы примерно 2–3 тысячи лет назад, которое привело к увеличению потока ГКЛ.

2. Время диссипации гелия-3 из атмосферы по этим же данным составляет около 3000 лет, что кардинально отличается от аналогичных оценок на основе геофизических данных (~100 000 лет).

- 1. Opher M., A. Loeb and J.E.G. Peek // Nature Astronomy. 2024. V. 8. P. 983.
- 2. Jean-Baptiste P., J.-P. Petit, V.Ya. Lipenkov et al. // Nature. 2001. V. 411. P. 460.
- 3. Bender M.L., G. Floch, J. Chappellaz // J. of Geophys. Res. 2006. V. 111. D21115.
- 4. Barnola J.M., P. Pimienta, D. Raynaud, and Y.S. Korotkevich // Tellus B. 1991. V. 43 (2).
 83. https://doi: 10.3402/tellusb.v43i2.15249
- Pudovkin M.I., I.N. Tolstikhin, I.V. Golovchanskaya // Geochemical Journal. 1981. V. 15. P. 51.
- 6. Ganguli S.B. // Reviews of Geophysics. V. 34. № 3. P. 311.
- 7. Park J., J. Southon, S. Fahrni et al. // Radiocarbon. 2017. V. 59. P. 1147.
- 8. Jull A., I. Panyushkina, F. Miyake et al. // Radiocarbon. 2018. V. 60. P. 1237.

ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРА СОЛНЕЧНОЙ МОДУЛЯЦИИ В ГОЛОЦЕНЕ И НАКЛОН ГЕОМАГНИТНОГО ДИПОЛЯ

Васильев С.С., Дергачев В.А.

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

CHANGES IN THE SOLAR MODULATION PARAMETER IN THE HOLOCENE AND THE TILT OF THE GEOMAGNETIC DIPOLE

Vasiliev S.S., Dergachev V.A.

Ioffe Physical-Technical Institute of the RAS, St. Petersburg, Russia

In calculating the solar modulation parameter Φ over the past millennia, the relationship between the rate of formation of cosmogenic isotopes, the Earth's dipole moment, and the value of Φ is usually used. In these studies, the cosmogenic isotopes 14C and 10Be are considered. In studying solar modulation, the cyclic change in the tilt of the Earth's magnetic dipole is usually not taken into account. In our work, we used an approach based on empirical modes decomposition, which allowed us to exclude the influence of changes in the dipole tilt on the assessment of solar activity in the past.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-57-60

1. Введение

1.1. Распространение космических лучей в Солнечной системе

Скорость образования космогенных радионуклидов зависит от интенсивности проникновения галактических космических лучей (ГКЛ) в атмосферу Земли. Прежде чем достичь Земли, ГКЛ должны пересечь гелиосферу, где они подвергаются воздействию солнечной модуляции. Распространение ГКЛ через гелиосферу описывается уравнением переноса космических лучей, сформулированным Parker [1]. Спектры ГКЛ и, соответственно, скорость образования космогенных радионуклидов зависят от локального межзвездного спектра космических лучей J_{LIS} и параметра солнечной модуляции Φ . Различные подходы к определению J_{LIS} описаны Herbst et al. [2].

1.2. Образование космогенного изотопа ¹⁰Ве в атмосфере Земли

Протоны и нейтроны космических лучей, проникая в атмосферу, взаимодействуют с азотом и кислородом, образуя ¹⁰Ве по реакциям:

> $^{14}N + n(p) \Rightarrow^{10}Be + 3p(4p) + 2n(1n)$ $^{16}O + n(p) \Rightarrow^{10}Be + 4p(5p) + 3n(2n)$

Скорость образования изотопов зависит от падающего на атмосферу потока космических лучей, который изменяется вследствие модулирующе-го влияния солнечного ветра и магнитного поля Земли.

1.3. Магнитное поле Земли

Магнитное поле Земли является в основном дипольным. Магнитное поле Земли в прошлом определено по археомагнитным данным. Дипольный момент D для голоцена подробно изучался McElhinny and Senanayake [3], а также Yang et al. [4], Knudsen et al. [5], которые использовали большой объем археомагнитных данных. Другой подход был использован Korte and Constable [6], которые на основе данных об археонапряженности и отложениях разработали модель сферического гармонического поля для оценки изменений дипольного момента.

1.4. Параметр солнечной модуляции

На скорость образования космогенных изотопов Q, таких как ¹⁰Ве или ¹⁴C, влияет локальный спектр космических лучей в окрестностях Земли J_{LIS} , напряженность геомагнитного поля и параметр солнечной модуляции Ф. Обычно для расчета Q используются численные методы. Подробности этого подхода можно найти у Masarik and Beer [8], а также у Kovaltsov and Usoskin [9].

2. Методы и результаты

2.1. Реальный подход к расчету параметра солнечной модуляции Ф

При вычислении современного выражения для Φ использовались данные о скорости образования космогенного изотопа ¹⁰Ве, синхронизированные с радиоуглеродной шкалой (Muscheler et al. [7]), а также актуальные данные о дипольном моменте Земли (Constable et al. [10]). Для расчета Φ мы использовали соотношение, полученное Kovaltsov and Usoskin [9]. Результаты расчета представлены на рис. 1.



Рис. 1. Параметр солнечной модуляции Ф для последних 9.5 тысяч лет

Рис. 2. Спектр мощности компонент IMF1 и IMF2 в произвольных единицах.

Рис. 3. Скорректированный параметр солнечной модуляции $\Phi_{cor.}$

Ряд называется стационарным, если такие статистические характеристики временного ряда, как его математическое ожидание, дисперсия и ковариация не зависят от момента времени. Полученный ряд для Φ (см. рис. 1), очевидно, не является стационарным, что затрудняет анализ классическими методами. Для анализа нестационарных рядов разработан ряд методов, наиболее популярными из которых являются секулярный спектральный анализ и разложение по эмпирическим модам (EMD). Для анализа данных о параметрах солнечной модуляции было применено разложение EMD (Huang et al. [11]). В результате стандартной процедуры данные могут быть представлены в виде комбинации нескольких осциллирующих составляющих и тренда.

Первые две моды, IMF1 и IMF2, представляют собой квазиколебательные компоненты. Период колебаний первого компонента составляет ~208 лет. При изучении космогенных изотопов этот цикл известен как цикл Де Фриза (Grootes et al. [12]). Вторая мода, IMF2, демонстрирует колебания с периодом ~710 лет. Спектр мощности первых двух компонент представлен на рис. 2.

Колебания с обсуждаемым периодом около 710 лет при анализе космогенных изотопов не наблюдались. Нет таких вариаций и в данных об изменении дипольного геомагнитного момента. Мы обратили внимание на возможную связь этих колебаний с изменением наклона дипольного момента Земли во времени.

2.2. Флуктуации положения северного геомагнитного полюса и 710-летний цикл

Nilsson et al. [13] исследовали наклон геомагнитного диполя в голоцене на основе палеомагнитных данных. Показано, что широта северного геомагнитного полюса меняется циклически с периодами 2700 и 1350 лет.

2.3. Влияние наклона магнитного диполя на Ф

Влияние наклона магнитного диполя Земли на Φ практически полностью определяется второй компонентой (IMF2) в EMD-разложении параметра солнечной модуляции. Мы исключили эту компоненту, просуммировав все остальные в EMD-разложении. На рис. 3 показан скорректированный параметр солнечной модуляции Φ_{cor} , свободный от влияния изменения наклона магнитного диполя.

 $\Phi_{\rm cor}$ меняется по-разному в первой и второй половине рассматриваемого интервала времени. В интервале от 5000 лет до настоящего времени колебания параметра происходят с различной амплитудой. Максимальная амплитуда достигается около 2500 лет н. э. В более раннее время, от 9.5 тыс. лет. до 5000 лет н. э., картина изменений более сложная.

3. Выводы

Исследование посвящено восстановлению параметра солнечной модуляции Φ на основе данных о скорости образования ¹⁰Ве и значении магнитного дипольного момента Земли за последние 9.5 тысяч лет. Циклические изменения наклона диполя вносят дополнительный вклад в оценку Φ , не связанный с солнечной активностью. С помощью разложения по эмпирическим модам (EMD) удалось выделить сигнал, связанный с изменением наклона диполя, и сгенерировать сигнал, характеризующий солнечную активность за 9.5 тысяч лет.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российской академии наук в рамках государственного задания FFUG-2024-0002.

- 1. *Parker E.N.* Planet. // Space Sci., 1965, **13** (1), 9 DOI:10.1016/0032-0633(65)90131-5
- 2. *Herbst K., A. Kopp, B. Heber, et al.* // J. Geophys. Res., 2010, **115**, D00I20 DOI: 10.1029/2009JD012557
- 3. *McElhinny M.W., W.E. Senanayake //* J. Geomag. Geoelectr., 1982, **34**, 39 DOI:10.5636/jgg.34.39
- 4. *Yang S., H. Odah, J. Shaw* // Geophys. J. Int., 2000, **140** (1), 158 DOI: 10.1046/j.1365-246x.2000.00011.x
- Knudsen M.F., P. Riisager, F. Donadini, et al. // Earth Planet. Sci. Lett., 2008, 272, 319 DOI: 10.1016/j.epsl.2008.04.048
- Korte M., C. Constable // Geochem. Geophys. Geosyst., 2005, 6, Q02H16. DOI:10.1029/2004GC000801
- 7. *Muscheler R., F. Adolphi, M.F. Knudsen //* Quat Sci Rev., 2014, **106**, 81 DOI:10.1016/j.quascirev.2014.08.017
- 8. *Masarik J., J. Beer //* J. Geophys. Res., 1999, **104** (D10), 12099 DOI:10.1029/1998JD200091
- 9. *Kovaltsov G.A., I.G. Usoskin //* Earth Planet. Sci. Lett., 2010, **291**, 182 DOI:10.1016/j.epsl.2010.01.011
- Constable C., M. Korte, S. Panovska // Earth Planet. Sci. Lett., 2016, 453 (2), 78 DOI:10.1016/j.epsl.2016.08.015
- 11. *Huang N.E., Man-Li Wu, S.R. Long, et al.* // Proc. R. Soc. Lond., 2003, A, **459**, 2317. DOI: 10.1098/rspa.2003.1123
- 12. *Grootes P.M., H. van der Plicht //* Radiocarbon, 2022, **64**, 419 DOI: 10.1017/RDC.2021.63
- 13. *Nilsson A., R. Muscheler, I. Snowball //* EPSL, 2011, **299**, 31 DOI:10.1016/j.epsl.2011.09.030

ВАРИАЦИИ АТМОСФЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ОБЛАСТИ СЕВЕРНОГО ПОЛУШАРИЯ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ ЯНВАРЯ 2005 ГОДА

Веретененко С.В.

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

VARIATIONS OF ATMOSPHERIC CHARACTERISTICS IN THE HIGH-LATITUDINAL AREA OF THE NORTHERN HEMISPHERE DURING SOLAR PROTON EVENTS IN JANUARY 2005

Veretenenko S.V.

Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia

Variations in different atmospheric characteristics in the Northern Hemisphere were studied in association with a considerable surge of solar activity including a powerful series of Solar Proton Events (SPE) in January 2005. In was shown that the studied events were accompanied and followed by considerable disturbances of the entire high-latitudinal atmosphere both near the Earth's surface and the upper levels. The largest changes in the stratospheric circulation (a sharp increase in intensity of the polar vortex at the isobaric levels from 100 to 2 hPa) coincided in time with a strong increase in flare activity, as well as in ionization rate in the mesosphere and the upper stratosphere during the period 15–23 January. An intensification of the vortex resulted in a pronounced decrease in temperature by~10 K in the high-latitudinal stratosphere. The subsequent weakening of the vortex was accompanied by a sharp temperature rise resembling a minor stratospheric warming. In the lower atmosphere, a significant re-deepening (regeneration) of North Atlantic cyclones occurred near the south-eastern Greenland coast on the days following the onset of the SPE series. The obtained results suggest a possible link between disturbances in the high-latitudinal atmosphere observed from the middle January to the early February 2005 and solar activity phenomena occurring in the middle January.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-61-64

В середине января 2005 года, на фазе спада 23-го солнечного цикла, произошел значительный всплеск вспышечной активности на Солнце, который привел к целому ряду мощных гелиогеофизических явлений: серии солнечных протонных событий 15, 16, 17 и 20 января (последнее событие – Ground Level Enhancement, второе по мощности после события 23.02.1956 г.), сильные магнитные бури классов G3 и G4 (с максимальным значением $\Sigma K_p = 47.3$), глубокое форбуш-понижение галактических космических лучей с амплитудой ~16%, усиление авроральной активности и т.д. В данной работе рассматриваются изменения атмосферных характеристик в высоких широтах северного полушария, наблюдавшиеся в период с середины января по середину февраля 2005 года, и их возможная связь с указанным всплеском солнечной активности.

Данные на рис. 1а показывают резкое усиление вспышечной активности на Солнце, начавшееся 13.01 и продолжавшееся по 23.01 (по данным [1]). Вспышки М8.6 и Х2.6 (15.01), Х3.8 (17.01) и Х7.1 (20.01) привели к серии мощных солнечных протонных событий (СПС) [2], в ходе которых регистрировались частицы с энергиями >100 МэВ, достигающие высот стратосферы. Во время событий 17.01 и 20.01 также наблюдались частицы с энергиями >500 МэВ, вызывающие наземные возрастания скорости счета нейтронных мониторов (GLE). На рис. 16 показаны изменения скорости ионизации в средней атмосфере по данным SOLARIS-HEPPA [3]. Видно, что наибольшие изменения скорости ионизации (>1000 см⁻³с⁻¹) имели место в мезосфере выше изобарического уровня 1 гПа (высоты более 50 км) 16–18 января.



Рис. 1. а) Число (за сутки) рентгеновских вспышек классов С и М+Х в январе 2005 г. б) среднесуточные значения скорости ионизации (см⁻³·с⁻¹) в области геомагнитных широт 60–90° во время СПС 15–20 января 2005 г. по данным [3].

Для исследования характеристик атмосферы использовались данные MERRA-2 [4]. Обнаружено, что в середине января 2005 г. произошло резкое усиление стратосферного полярного вихря. На рис. 2 показаны максимальные значения зональной (направленной вдоль круга широты) скорости ветра в вихре (после вычета линейного тренда) в январе. Видно, что увеличение скорости ветра имело места на уровнях стратосферы от 70 до ~2 гПа (~18–48 км), при этом наибольшие отклонения от тренда (~20–24 м·c⁻¹) наблюдались на уровнях 10–7 гПа (~30–33 км) 18–19 января. Сопоставление с данными на рис. 1 показывает, что начало интенсификации вихря совпало по времени с резким усилением вспышечной активности, а также со значительным возрастанием (>1000 см⁻³·c⁻¹) скорости ионизации в мезосфере. После 20 января максимальные значения зональной скорости ветра в вихре начинают уменьшаться.

На рис. 3 показан временной ход зонально-осредненных (осредненных вдоль круга широты) значений зональной скорости ветра в умеренных и высоких широтах на изобарическом уровне 7 гПа, где наиболее ярко вы-

ражена интенсификация вихря. Видно, что наибольшее увеличение скорости ветра (на ~25 м·с⁻¹) имело место на широтах ~60–64°N. Усиление вихря в период 15–20 января вызвало понижение температуры (на ~8–10 K) в области широт > 60°N (рис. 3а) в связи с уменьшением теплообмена между высокими и средними широтами. Последующее ослабление вихря в конце января привело к значительному повышению температуры стратосферы в области широт > 70°N. Ослабление вихря и быстрый рост температуры (на ~15–25 К за неделю) указывают на развитие процесса, близкого по характеристикам к небольшому стратосферному потеплению.



Рис. 2. Максимальные значения зональной скорости ветра (м·с⁻¹) в области 50–80°N на разных уровнях стратосферы в январе 2005 г. (после вычета линейных трендов).



Рис. 3. а) Вариации (отклонения от линейных трендов) зонально-осредненных характеристик атмосферы на разных широтах в январе-феврале 2005 г. (изобарический уровень 7 гПа): а) зональная скорость ветра (м· c^{-1}); б) температура (К).

Одновременно с усилением вихря в стратосфере, в нижней атмосфере в период с 15 по 17 января у берега Гренландии произошло резкое вторичное углубление (регенерация) двух циклонов, достигших стадии максимального развития (рис. 4). На синоптической карте 15 января можно видеть два окклюдированных циклона с давлением в центрах 979 и 990 гПа. 17 января давление в центрах циклонов упало на 35 гПа, до 944 и 955 гПа, соответственно. Обнаруженный эффект согласуется с данными работы [5], где показано, что в ходе СПС с энергиями частиц >90 МэВ наблюдается более интенсивная регенерация циклонов у юго-восточного берега Гренландии (циклоны углубляются чаще и давление в них понижается больше, чем при невозмущенных условиях).



Рис. 4. Вторичное углубление циклонов у берега Гренландии в ходе серии СПС 15–20 января 2005 г.: а) положение циклонов на синоптической карте 15 января 2005 г.; б) то же 17 января 2005 г.

Приведенные выше данные показывают, что с середины января по середину февраля 2005 г. в стратосфере высоких широт наблюдались значительные возмущения циркуляции (вариации интенсивности полярного вихря) и соответствующие изменения температуры. В нижней атмосфере во время серии СПС 15–20 января имела место интенсификация вторичного углубления циклонов. Возможное влияние на развитие указанных возмущений оказали явления, связанные с резким усилением вспышечной активности на Солнце в период 13–23 января 2005 г., в том числе серия мощных солнечных протонных событий, вызвавшая значительный рост ионизации в средней атмосфере. Физический механизм обнаруженных эффектов может включать изменения скорости ионизации и связанные с ними изменения химического состава и температуры полярной атмосферы, а также проводимости и вертикальных электрических токов, влияющих на формирование облачности.

- 1. https://www.ngdc.noaa.gov/stp/space-weather/solar-data/solar-features/solar-flares/x-rays/goes/xrs/
- Logachev Yu.I. et al. Catalogue of Solar Proton Events in the 23rd Cycle of Solar Activity (1996-2008). Moscow: 2016.
- 3. SOLARIS-HEPPA, https://solarisheppageomar.de/solarprotonfluxes
- 4. Gelaro R., McCarty W., Suarez M.J. et al. // J. Climate, 2017, 30, 5419-5454.
- 5. Веретененко С.В., Тайл П. // Геомагн. Аэрон., 2008, **48**, 542-552.

МАГНИТНЫЙ ЦИКЛ ХЕЙЛА В ГЕОФИЗИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ И ТРАЕКТОРИЯХ ВНЕТРОПИЧЕСКИХ ЦИКЛОНОВ В СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКЕ

Веретененко С.В., Дмитриев П.Б.

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

MAGNETIC HALE CYCLE IN GEOPHYSICAL CHARACTERISTICS AND EXTRATROPICAL CYCLONE TRAJECTORIES IN THE NORTH ATLANTIC

Veretenenko S.V., Dmitriev P.B.

Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia

Manifestations of the solar magnetic Hale cycle in geophysical and climatic characteristics were studied. It was found that there are noticeable differences between temporal variations in geomagnetic activity, galactic cosmic ray (GCR) fluxes and latitudes of North Atlantic cyclone trajectories in even and odd solar cycles (according to the Zurich numbering). The differences are observed during the declining phase of the solar cycle (usually from the second to the fifth year after the sunspot maximum). Geomagnetic activity was found to be higher in odd cycles, which can be most distinctly seen in annual occurrence frequencies of magnetic storms with gradual commencements and geomagnetic aa-indices. GCR fluxes entering the Earth's atmosphere are higher during the declining phase of even cycles compared to odd ones. A statistically significant northward shift of North Atlantic cyclone trajectories is also observed during the declining phase of even cycles. The obtained results allow suggesting that bidecadal variations in climatic characteristics are associated with the solar Hale cycle, which influences the input of energetic charged particles in the Earth's atmosphere (galactic cosmic rays and auroral electrons).

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-65-68

Магнитный цикл Хейла (~22 года) проявляется в колебаниях полярности магнитных полей на Солнце [1]. Он состоит из 2-х последовательных 11-летних циклов (циклов Швабе-Вольфа), при этом при переходе к новому 11-летнему циклу распределение полярности в группах солнечных пятен меняется на противоположное. Вблизи максимума 11-летнего цикла происходит обращение общего магнитного поля (ОМП) Солнца. Согласно правилу Гневышева-Оля, наблюдается тесная связь между суммарными (за цикл) числами Вольфа для пар четный–нечетный цикл, тогда как для пар нечетный–четный цикл эта связь существенно слабее (напр., [2]). Это позволяет считать, что ~22-летний магнитный цикл Хейла начинается с четного цикла. Бидекадные колебания, близкие к циклу Хейла, наблюдаются во многих климатических характеристиках, при этом их амплитуда может существенно превышать амплитуду 11-летних колебаний [3]. В настоящей работе исследуется проявления цикла Хейла в геофизических и атмосферных характеристиках.

На рис. 1 представлены средние изменения годовой повторяемости бурь с внезапным (SC) и постепенным (GC) началом в четных и нечетных циклах, построенные методом наложения эпох (МНЭ) по данным обсерваторий ИЗМИРАН (1934–2015 гг.) [4] и Слуцк/Павловск (1878–1940 гг.) [5]. Источниками SC и GC бурь являются, как правило, выбросы корональной массы и высокоскоростные потоки солнечного ветра из корональных дыр, соответственно [6]. Данные на рис. 1 показывают, что повторяемость SC бурь в четных и нечетных циклах имеет подобный временной ход, но выше в нечетных циклах. Временной ход повторяемости GC бурь в четных и нечетных циклах существенно различается. В нечетных циклах повторяемость быстро растет и достигает максимума на +3-й год, в четных повторяемость растет медленно и достигает максимума на +5-й год. Наибольшие различия наблюдаются на фазе спада цикла (+1...+3-й гг. после максимума).



Рис. 1. Средняя (МНЭ) годовая повторяемость магнитных бурь (суммарное число умеренных, больших и очень больших бурь за год) с внезапным SC (а) и постепенным GC (б) началом в четных (N = 6) и нечетных (N = 6) солнечных циклах за период 1878–2015 гг. За нулевой год принят год максимума цикла. Вертикальными линиями показаны две стандартные ошибки среднего.

На рис. 2 приведены средние (МНЭ) значения для четных (N = 6) и нечетных (N = 6) циклов за период 1878–2015 гг. (циклы с 12–23-й), суммарного за год числа магнитных бурь (SC+GC), среднегодовых значений геомагнитного *аа*-индекса (после вычета тренда) и числа солнечных пятен SSN [7]. Видно, что все исследуемые характеристики, как правило, выше в нечетных циклах. Наиболее заметные различия повторяемости магнитных бурь и *аа*-индекса в четных и нечетных циклах наблюдаются на фазе спада, при этом максимальные и наиболее статистически значимые различия – на третий год после максимума цикла. Наибольшие различия числа солнечных пятен в четных и нечетных циклах наблюдаются в год максимума цикла и на следующий год.



Рис. 2. Среднее (МНЭ) значения в четных и нечетных циклах: а) годовой повторяемости магнитных бурь (суммарное число умеренных, больших и очень больших SC и GC бурь); б) геомагнитного *аа*-индекса (после вычета тренда). с) чисел солнечных пятен SSN (v.2). Вертикальными линиями показаны две стандартные ошибки среднего.

Периодичности, близкие к циклу Хейла, хорошо видны в вариациях интенсивности потока космических лучей в стратосфере умеренных и высоких широт (рис. 3а) (по данным баллонных измерений ФИАН за 1957–2021 гг. [8]) и связаны с полярностью ОМП. Максимумы потока ГКЛ имеют куполообразную форму в четных циклах (при положительной полярности А>0) и пикообразную форму – в нечетных циклах (при отрицательной полярности A<0). Обращение ОМП происходит вблизи максимума цикла, в результате средние значения потоков ГКЛ на фазе спада четных циклов оказывается выше, чем в нечетных циклах (рис. 3б).



Рис. 3. а) Выборочные оценки нормированной спектральной плотности среднегодовых значений потока космических лучей в стратосфере Мурманской области (жесткость геомагнитного обрезания $R_c = 0.6 \text{ ГВ}$) и Московской области (ст. Долгопрудный, $R_c = 2.4 \text{ ГВ}$); б) средние (МНЭ) изменения потоков КЛ на ст. Долгопрудный в четных (20–24-й) и нечетных (19–23-й) циклах (после вычета линейного тренда) по данным [8]. Вертикальные линии показывают две стандартные ошибки среднего. Штриховая линия показывает разность между потоками КЛ в четных и нечетных циклах ΔF_{CR} .

Бидекадные колебания наблюдаются во многих климатических характеристиках, таких как повторяемость засух, ураганов над Атлантическим и Тихим океанами, изменения приземного давления и др. В частности, бидекадная вариация отчетливо видна в колебаниях широты основных траекторий циклонов (шторм-треков) в Северной Атлантике (рис. 4а). Данные на рис. 4б показывают, что траектории циклонов заметно смещаются к северу (относительно вековой вариации) в четных циклах, при этом наибольшие отклонения наблюдаются на фазе спада цикла, также как и в исследуемых геофизических характеристиках.



Рис. 4. а) Выборочные оценки нормированной спектральной плотности средней широты шторм-треков (холодное полугодие) в области Исландского минимума для исходного ряда (толстая красная линия) и его высокочастотных составляющих с параметрами "среза" $T_{\text{cut-off}} = 7, 11, 17, 23, 29, 37$ и 43 г. (тонкие линии); б) средние (МНЭ) отклонения широты шторм-треков от векового хода в области Исландского минимума в четных (штриховая линия, N = 7) и нечетных (точечная линия, N = 6) циклах за период 1873– 2021 гг. Толстыми линиями показаны скользящие средние по 3-м годам. Вертикальные штриховые линии показывают две стандартные ошибки среднего.

В настоящее время вариации потоков заряженных космических частиц, вызывающих ионизацию атмосферы, рассматриваются как важный фактор влияния солнечной активности на атмосферные процессы. Таким образом, полученные результаты позволяют предположить, что бидекадные вариации, наблюдаемые в климатических характеристиках, обусловлены солнечным магнитным циклом Хейла, который способствует формированию бидекадных вариаций в потоках энергичных заряженных частиц, поступающих в атмосферу (галактических космических лучей и авроральных электронов, высыпающихся в ходе геомагнитных возмущений).

- 1. Hathaway D.H. // Living Rev. Sol. Phys., 2015, 12, 4.
- 2. Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu., Makarova V.V. // Astron. Lett., 2009, 35, 564-571.
- 3. Raspopov O.M., Dergachev V.A., Kolström T. // Sol. Phys., 2004, 224, 455-463.
- 4. http://www.izmiran.ru/magnetism/magobs/MagneticStormCatalog.html
- 5. Канониди Х.Д. (ред.) Каталог геомагнитных бурь. Троицк: ИЗМИРАН, 2012.
- 6. Obridko V.N. et al. // Геомагн. аэрон., 2013, 53(2), 157-166.
- 7. Clette F., Lefevre L. // Solar Phys., 2016, 291, 2629-2651.
- 8. Stozhkov Y.I. et al. // Adv. Space Res., 2009, 44, 1124-1137.

ДИСБАЛАНС ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ И ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ФОТОСФЕРНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ РАЗЛИЧНОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ

Вернова Е.С.¹, Тясто М.И.¹, Баранов Д.Г.²

¹Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия; ²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

IMBALANCE OF POSITIVE AND NEGATIVE PHOTOSPHERIC MAGNETIC FIELDS FOR DIFFERENT FIELD STRENGTHS

Vernova E.S.¹, Tyasto M.I.¹, Baranov D.G.²

¹IZMIRAN, St. Petersburg Filial, St. Petersburg, Russia; ²A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

The distribution of magnetic fields of positive and negative polarities in the photosphere of the Sun was studied. Synoptic maps of the photospheric magnetic field produced at the observatories NSO Kitt Peak (1978–2016), Wilcox Solar Observatory (1978–2022) and Mount Wilson Observatory (1978–2012) were used for the study. To highlight the contribution of weak magnetic fields, the saturation threshold for each synoptic map was set at 5 G. Based on the transformed synoptic maps, latitude-time diagrams were constructed. Along with the Rush-to-the-Poles flows that occur during the decay of tail sunspots, magnetic field flows of alternating polarity (ripples), drifting from the equator towards the poles up to the latitudes of $\sim 50^{\circ}$ were observed. The work shows that ripples are located between two neighboring Rush-to-the-Poles flows. As a rule, the flows of the northern hemisphere were mirrored by the flows of the magnetic field of the southern hemisphere. The signs of the magnetic field for the opposite flows of the two hemispheres coincided. Extensions of ripples of a certain sign from one hemisphere to another indicate the presence of a magnetic field structure spanning both hemispheres of the Sun. Changes in the magnetic field for different saturation thresholds show that there is a general pattern of polarity alternation for all magnitudes of magnetic fields.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-69-72

Распределение магнитных полей разной полярности по поверхности Солнца подчиняется определенным временным и пространственным закономерностям, которые проявляются, например, в преобладании поля одного знака в полярных областях и смене этого знака около максимума солнечной активности (СА) – 22-летний магнитный цикл. Проявлением дисбаланса магнитных полей являются также потоки Rush-to-the-Poles (RTTP). Эти потоки, с магнитным полем того же знака, что и знак поля хвостовых пятен, дрейфуя от широты 30° до полюса, приводят к переполюсовке полярного поля [1]. Были также обнаружены и другие потоки поля одного знака – «surges», возникновение которых также связывали с распадом полей пятен [2]. В работах [3, 4] была найдена определенная система в распределении «surges». В [3] была отмечена периодичность в чередовании «surges», и показано, что они меняются квазидвухлетней вариацией. В [4] для таких вариаций было введено название «ripples». Было показано, что наиболее ярко явление ripples проявляется на диаграммах широта-время, построенных особыми способами. Первый способ – дифференцирование диаграммы широта-время и второй способ – отклонение от усредненной диаграммы широта-время [4].



Рис. 1. Участок диаграммы широта-время магнитных полей $|B| \le 5$ Гс для южного полушария (широты от -5° до -40°, период времени – обороты 1700–1840).

В нашей работе для исследования ripples использованы синоптические карты фотосферного магнитного поля обсерваторий NSO Kitt Peak (1978–2016), Mount Wilson Observatory (1978–2012) и Wilcox Solar Observatory (1978–2022). При построении диаграммы широта-время синоптические карты усреднялись по долготе с учетом знака магнитного поля. На каждой синоптической карте были оставлены без изменения только поля $|B| \le 5$ Гс. Пиксели с полями |B| > 5 Гс заменялись предельными значениями +5 Гс или -5 Гс. По преобразованным синоптическим картам с насыщением были построены диаграммы широта-время с отчетливо выделяющимся явлением гipples. На рис. 1 показано трехмерное изображение фотосферы, где хорошо видно чередование потоков двух полярностей в виде хребтов и долин, вершины которых соответствуют положительным, а долины – отрицательным полям. Эти потоки выглядят как пакет волн, в которых меняется поочередно знак доминирующей полярности магнитного поля.

На рис. 2 показаны временные изменения магнитных полей обсерваторий Kitt Peak (a), WSO (b) и MWO (c) в одном и том же временном интервале. Циклическая структура распределения магнитного поля проявляется в виде ряда потоков с чередующимися знаками поля (ripples), которые располагаются между двумя областями RTTP.

Для временного интервала около 9 лет от одного RTTP к другому, аппроксимация изменений поля синусоидальной функцией дает следующие значения полупериода вариаций w в кэррингтоновских оборотах: WSO – w = $10,30 \pm 0,16$, MWO – w = $10,18 \pm 0,17$ и KP – w = $10,24 \pm 0,12$ (20 кэррингтоновских оборотов соответствуют периоду 1,5 года). Совпадение результатов для трех серий данных, полученных разными обсерваториями, подтверждает реальность наблюдаемого явления.



Рис. 2. Изменение магнитного поля вдоль широты 40° для трех обсерваторий (Kitt Peak, WSO и Mount Wilson). Видно, что промежутки времени между двумя RTTP заполнены потоками с чередующейся полярностью (ripples).



Рис. 3. Примеры аппроксимации ripples полиномом 2-й степени: (а) отдельный поток в серии ripples; точки – локальные максимумы поля на соответствующей широте; (b) серия из 6 потоков чередующейся полярности (сплошная линия – отрицательное магнитное поле, пунктирная линия – положительное); (c) суммарное поле вдоль аппроксимирующей линии.

Большинство ripples располагаются попарно, по обе стороны от экватора, симметрично друг против друга. Мы показали, что есть данные, которые позволяют считать такую пару ripples, расположенных в двух полушариях, единой структурой с общим знаком магнитного поля. На рис. За показан участок диаграммы широта-время, на котором поставлены точки вдоль потока одного знака в северном и южном полушариях. Эти точки отмечают положение локальных максимумов магнитного поля на линиях постоянной широты. Мы аппроксимировали противолежащую пару ripples полиномом 2-й степени (белая линия на рис. За). Подобная методика использована и для других потоков (рис. 3b). Оказалось, что такая аппроксимация вполне успешно описывает изменения поля сразу в двух полушариях, что говорит о тесной связи этих потоков. Об этом говорит также изгиб кривых, аппроксимирующих ripples, который симметричен и указывает на сходство дрейфа доминирующей полярности в направлении к обоим полюсам. Вычисление суммы магнитных полей вдоль линий аппроксимации (рис. 3c), показывает поочередное доминирование положительных и отрицательных полей.



Рис. 4. Влияние величины порога насыщения на изменение магнитного поля вдоль широты 33° южного полушария. Порог насыщения В был установлен на 5, 15 и 5000 Гс (последнее соответствует включению всех величин поля).

Связь дисбаланса двух полушарий имеет место, когда мы рассматриваем магнитные поля в масштабе нескольких лет. Однако при исследовании долгопериодических вариаций дисбаланса магнитных полей мы получили резкие различия между полушариями [5, 6]. Знак дисбаланса, который изменяется с 22-летним периодом, совпадает со знаком полярного поля в северном полушарии как для сильных, так и для слабых полей.

На рис. 4 рассмотрены временные изменения магнитного поля вдоль широты 33° южного полушария для разных порогов насыщения: $B = 5 \Gamma c$, 15 Гс, а также для всех значений В. В течении 4 лет низкой СА большая часть вариаций связана со слабыми полями ($B \le 5 G$). Напротив, сильные поля вносят главный вклад в RTTP. Сильные поля изменяют свой знак в то же самое время, что и слабые поля. Это означает, что существует общая структура чередования знаков поля для всех величин магнитных полей.

- 1. Altrock R.C. // Solar Phys., 2014, 289, 623.
- 2. Mordvinov A.V., Pevtsov A.A., Bertello L., Petrie G.J.D. // Sol.-Terr. Phys., 2016, 2, 3.
- 3. Vecchio A., Laurenza M., Meduri D., et al/ // ApJ, 2012, 749, 27.
- 4. Ulrich R.K., Tham Tran // ApJ, 2013, 768, 189.
- 5. Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G. // Geomagn. Aeron., 2023, 63, No. 7, 104.
- 6. Vernova E.S., Tyasto M.I., Baranov D.G. // Solar Phys., 2023, 298, 69.
ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ РЕКОНСТРУКЦИИ 11-ЛЕТНИХ ЦИКЛОВ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО РАДИОУГЛЕРОДУ

Волобуев Д.М.¹, Кудрявцев И.В.², Макаренко Н.Г.¹

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

PROBLEMS AND PROSPECTS OF RECONSTRUCTION OF 11-YEAR CYCLES OF SOLAR ACTIVITY BY RADIOCARBON

Volobuev D.M.¹, Koudryavtsev I.V.², Makarenko N.G.¹

¹Pulkovo Observatory, St Petersburg, Russia ²Ioffe Institute, Russian Academy of Sciences, St Petersburg, Russia

The radiocarbon dating curve with a decade time step has been known for more than half a century and is the main, the most accurate way of dating archaeological finds. Overlapping patterns of ring thicknesses of preserved tree remains will allow to build a chronology for more than 10000 years. Accordingly, a number of authors have reconstructed the secular variations in solar activity over the Holocene period. Modern mass spectrometers are less demanding on the amount of material in a sample, therefore, more and more dating curves with one-year time step, lasting up to 1000 and more years, are appearing. Such curves, in theory, should reflect the main, 11-year variations in solar activity. However, the amplitude of the 11-year variations in radiocarbon content is comparable to the measurement error, and the path of the radiocarbon atom after its formation in the atmosphere until it reaches the tree ring is very complicated and subject to a number of changing factors. In this paper, we discuss possible approaches to reconstructing 11-year cycles of solar activity from radiocarbon data. We found that all approaches allow identifying the presence of 11-year cycle, but their amplitudes and phases may depend on methods and approaches. Moreover, no approach is able to fit well amplitudes and phases of all observed solar cycles since 1700 using available data and their measurement errors. Small cycles are more uncertain because of their amplitude is well below reported errors in radiocarbon but big cycles are often well identified. We found that big cycles with annual sunspot number exceeding 500 might appear at the end of 12th century.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-73-76

Введение

Относительное содержание радиоуглерода Δ^{14} С в кольцах деревьев является продуктом взаимодействия галактических космических лучей (ГКЛ) с атмосферным азотом и отражает изменения солнечной активности, из-за рассеяния космических лучей межпланетным магнитным полем [1]. Временные ряды погодичного содержания радиоуглерода представляют большой интерес для физики Солнца и могут быть использованы для исследования поведения 11-летних циклов в прошлом [1]. Один из последних радиоуглеродных рядов [2] был также преобразован в число солнечных пятен [3] с нумерацией всех 11-летних циклов за 1000 лет, с указанием

их максимумов и амплитуд. Однако предложенное преобразование использует некоторые спорные допущения, в частности, коррекцию "медленной" переменной и квадратичное преобразование. В данной работе мы используем нашу эмпирическую (EEMD) и "неоклассическую" 5-резервуарную модель учитывающую изменение климата (BM) [5–7], чтобы оценить возможные модельные ошибки и надежность реконструкций.

Исходные данные

Мы использовали погодичные данные об относительном содержании радиоуглерода в кольцах деревьев, полученные в США [4] и данные, полученные в Великобритании и Швейцарии на современном массспектрометре [2]. На рис. 1 (слева) эти данные сопоставлены на пересекающемся интервале, видно, что различия в этих региональных данных на временном масштабе 11 лет могут превосходить амплитуду 11-летнего цикла. Для реконструкции на пересекающемся интервале использовался сводный ряд, полученный как взвешенное их обратными ошибками среднее этих рядов. На рис. 1 (слева) этот ряд - Δ^{14} С инвертирован по знаку.



Рис. 1. *Слева* – исходные погодичные ряды Δ^{14} С, [2, 4] на пересекающемся временном интервале (1400–1500 гг.), и композитный ряд, использованный для моделирования – Δ^{14} С, сглаженный сплайном, так, что можно видеть 11-летние вариации. *Справа* – отрезок ряда [2] в конце 12-го века, показывающий большую амплитуду вариации Δ^{14} С на масштабе 11 лет. Черным прямоугольником показана средняя амплитуда 11-летней вариации в радиоуглероде, характерная для настоящего времени.

"Неоклассическая" реконструкция (ВМ)

основана на работах [5–7], но использует в качестве исходного композитный ряд Δ^{14} С (рис. 1). В отличие от [3], реконструкция ВМ использует 5-резервуарную модель, данные о содержании СО₂ в атмосфере для коррекции разбавления и данные о температуре для коррекции коэффициентов диффузии СО₂ в океан, как и в [5]. Аналогично [3] и [5], ВМ учитывает

изменение жесткости обрезания ГКЛ при изменении магнитного дипольного момента Земли в прошлом по археомагнитным данным.



Рис. 2. Реконструкции солнечной активности из погодичного радиоуглерода за 1000 лет (*слева*) и высокие циклы конца 12 века (*справа*).

Для выделения 11-летних циклов в модели ВМ после вычисления гелиосферного модуляционного потенциала производится удаление тренда, и, аналогично [3], квадратичное преобразование, уменьшающее модуляцию в минимумах и переводящее модуляционный потенциал в шкалу числа солнечных пятен. В отличие от [3], однако, ВМ не использует декадный ряд радиоуглерода для коррекции долговременной огибающей, поэтому в этой реконструкции можно наблюдать несколько высоких 11-летних циклов в конце 12-го века и в начале 14-го века (рис. 2).

Реконструкция ЕЕМД

основана на нахождении коэффициентов для обратной задачи диффузии по методу наименьших квадратов [8] на интервале времени 1700–1950 гг., используя в качестве исходного композитный ряд Δ^{14} С, сглаженный сплайнами (рис. 1). Калибровка модели производилась на ряде чисел солнечных пятен [9] (SSN, рис. 2). В отличие от [8], обратная задача решалась для отдельных эмпирических мод, полученных с использованием малых шумовых добавок (EEMD, [10]) с последующим суммированием. Дополнительных нелинейных преобразований и коррекции трендов не требовалось. Результат сопоставлен с остальными на рис. 2.

Результаты и выводы

Существующие ошибки измерений и модельные ошибки не позволяют надежно восстановить 11-летние циклы по радиоуглеродным данным.

Тем не менее, высокие циклы восстанавливаются более надежно, чем низкие. На основе имеющихся радиоуглеродных данных есть основания

предполагать наличие беспрецедентно высоких (в два-три раза выше современных) 11-летних циклов в конце 12-го века. Косвенным следствием этого могло являться известное средневековое потепление климата, приведшее, в частности, к образованию поселений викингов на побережье Гренландии.

Литература

- 1. *Damon, P.E., Long, A. and Wallick, E.I.* On the magnitude of the 11-year radiocarbon cycle // Earth and planetary science letters, 1973, 20(3), pp.300-306.
- 2. *Brehm, N., Bayliss, A., Christl, M., et al.* Eleven-year solar cycles over the last millennium revealed by radiocarbon in tree rings // Nature Geoscience, 2021, 14(1), pp.10-15.
- 3. Usoskin, I.G., Solanki, S.K., Krivova, N.A., et al. Solar cyclic activity over the last millennium reconstructed from annual 14C data // Astronomy & Astrophysics, 2021, 649, p.A141.
- 4. *Stuiver, M., P.J. Reimer and T.F. Braziunas.* High-Precision Radiocarbon Age Calibration for Terrestrial and Marine Samples // Radiocarbon, 1998, 40, 1127-1151.
- 5. *Larionova, A.I., Dergachev, V.A., Kudryavtsev, I.V., et al.* Radiocarbon data from the late 18th century as a reflection of solar activity variation, natural climate change, and anthropogenic activity // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, 60, pp.840-845.
- 6. *Kudryavtsev, I.V., Volobuev, D.M., Dergachev, V.A., et al.* Reconstructions of the 14 C cosmogenic isotope content from natural archives after the last glacial termination // Geomagnetism and Aeronomy, 2016, 56, pp.858-862.
- Kudryavtsev, I.V., Volobuev, D.M., Dergachev, V.A., et al. Reconstruction of the Production Rate of Cosmogenic 14 C in the Earth's Atmosphere for 17 000–5000 BC // Geomagnetism and Aeronomy, 2018, 58, pp.925-929.
- 8. Volobuev, D.M. and Makarenko, N.G. Radiocarbon version of 11-year variations in the interplanetary magnetic field since 1250 // Geomagnetism and Aeronomy, 2015, 55, pp.938-944.
- 9. WDC-SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels https://www.sidc.be/SILSO/datafiles
- 10. *Wu, Z. and Huang, N.E.* Ensemble empirical mode decomposition: a noise-assisted data analysis method // Advances in adaptive data analysis, 2009, 1(01), pp.1-41.

УПРАВЛЯЮЩИЕ ПАРАМЕТРЫ ЭВОЛЮЦИИ СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Головко А.А.

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

GOVERNING PARAMETERS OF EVOLUTION OF SOLAR ACTIVE REGIONS

Golovko A.A.

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

Solar active regions can be regarded as complicated open dissipative systems. Their evolution is described by limited number of governing parameters. As such a parameters, the unsigned magnetic flux can be regarded as well as the imbalance of magnetic fluxes of positive and negative polarities. The changes of the imbalance at rate 10^{17} Mx/s can serve as a predictor of mighty flares.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-77-80

Активные области (AO) на Солнце можно рассматривать как сложные диссипативные открытые системы, эволюция которых описывается ограниченным числом управляющих параметров. В качестве таких параметров, можно рассматривать общий суммарный беззнаковый магнитный поток F_{abs} и дисбаланс магнитных потоков положительной и отрицательной полярности $F = F_N - F_S$

Величина общего магнитного потока F_{abs} определяет масштаб и свойства активного образования. В работах [1, 2] выявлена главная последовательность регулярных магнитных структур «комплексы активности – большие AO – малые короткоживущие AO – эфемерные AO», для которой выполняется степенное соотношение

$$\lg \mathbf{F}_{abs} = \mathbf{A} + \mathbf{b} \lg \boldsymbol{\tau},\tag{1}$$

где \mathbf{F}_{abs} – магнитный поток, $\boldsymbol{\tau}$ – время жизни, А и b – константы. Если выразить \mathbf{F}_{abs} в максвеллах, а $\boldsymbol{\tau}$ – в секундах, то A = 14, b = 1,2.

Логическим продолжением этих результатов стала работа [3], в которой рассмотрены оценки для всех, включая самые малые образования с магнитными потоками $10^{16} - 10^{18}$ Мкс, и таким образом соотношение (1) соблюдается в диапазоне пяти порядков величины.

Интерпретация степенного соотношения (1) может быть построена с учетом мультифрактальных свойств распределения фотосферного магнитного поля [4], в котором степенные соотношения выполняются.

Дисбаланс магнитных потоков N- и S-полярностей в активной области **F(t)** является информативным параметром, отражающим состояние эволю-

ции активной области и степень связи ее магнитного поля с крупномасштабным магнитным полем.

Указания на связь этого параметра со вспышками содержатся в работе [5]. В работе [6] обнаружены быстрые изменения дисбаланса магнитного потока по одновременным наблюдениям в 1979 г. Иркутске и Ондржейове, в активной области McMath16051 со скоростью до 1,65×10¹⁷ Мкс/с.

В работе [7] были исследованы особенности магнитного поля и поля скоростей в АО 12673, давшей мощные вспышки 6–10 сентября 2017 г. При анализе данных применен микроканонический метод мультифрактального анализа, показавший свою эффективность при выявлении новых всплывающих магнитных потоков [8]. Использовались данные наблюдений фотосферного магнитного поля и допплеровских скоростей. Магнитное поле АО 12673 наблюдалось с помощью SOT Hinode в спектральных линиях FeI 6301,5 A, 6302,5 A [9]. Размер пикселя 0,15" или 0,3", уровень шума 15 G.Также использованы магнитограммы HMI SDO в линии FeI 6173 A с диаметром пикселя 0,5" [10]



Рис. 1. Временной ход изменения беззнакового магнитного потока F_{abs} , дисбаланса магнитного потока F и максимальной индукции продольного магнитного поля B_m 6 сентября 2017 г. в АО 12673.

На рис. 1 видны изменения беззнакового магнитного потока AO F_{abs} : рост в период 4–6 час UT, а после лакуны в данных из-за вхождения аппарата SDO в лунную тень – быстрое падение со скоростью 1,6×10¹⁷ Мкс/с, с двумя эпизодами ступенчатого, еще более быстрого, до 4×10¹⁸ Мкс/с, падения во время вспышек.

Дисбаланс магнитного потока **F** показывает очень быстрый рост в пользу отрицательной полярности, со скоростью до 10¹⁷ Мкс/с за полчаса до вспышки X2,2 и за три часа до вспышки X9,3. Это можно использовать в практике кратковременного прогноза мощных вспышек.

Последний факт можно подтвердить независимым методом, выявляющим структурные изменения в магнитном поле АО. Микроканонический метод мультифрактального анализа [11–13] позволяет выявить участки с сильной перемежаемостью в активной области. В них мультифрактальный спектр уширен, то есть, существует более обширный набор самоподобных структур. При просмотре фильмов, составленных из карт скоростей, видно, что в этих центрах наблюдаются мощные турбулентные движения.



Рис. 2. Левая панель – карты продольного магнитного поля (H) и допплеровской скорости (V), а также сегментированные мультифрактальные изображения (справа). Участки перемежаемости **a** и **b** соответствуют основным центрам активности в указанное время. Правая панель – ход дисбаланса магнитного потока **F** (в 10^{21} Mкc), а также разности площадей (в квадратных пикселях) участков перемежаемости с разной полярностью $A_N - A_S$.

На рис. 2 приведены результаты такого анализа. Видно, что временной ход дисбаланса магнитного потока в пользу отрицательной полярности и ход разности площадей участков перемежаемости в поле той и другой полярностей показывают синфазные изменения, что подтверждает информативность оценок дисбаланса **F**.

Возможная интерпретация связи изменения дисбаланса магнитного потока со вспышками опубликована в работе [6] со ссылкой на работу [14]. В рамках гипотезы о передаче энергии вспышки из глубины конвективной зоны, «магнитный ствол» несбалансированного магнитного потока, который проникает в глубокие слои, может рассматриваться как канал притока энергии из глубины. Тогда разрыв этого канала, означающий исчезновение дисбаланса магнитного потока, должен привести к прекращению поступления энергии для вспышек. Наблюдаемая последовательность явлений может оправдать такое заключение.

Выводы

Общий беззнаковый магнитный поток и дисбаланс магнитных потоков положительной и отрицательной полярностей могут служить управляющими параметрами эволюции солнечных активных областей.

Изменения дисбаланса магнитного потока со скоростью порядка 10¹⁷ Мкс/с могут служить в качестве предиктора мощных вспышек.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки России (проект № 0278-2021-0008).

Литература

- 1. Головко А.А. // Солнечные данные, 1986, № 4, 48.
- 2. Головко А.А. // Астрон. журн., 1998, **75**, №4, 618.
- 3. Parnell C.E. et al. // Astrophys. Journ., 2009, 698, 75.
- 4. Lawrence J.K., Ruzmaikin A.A., Cadavid A.C. // Astrophys. Journ., 1993, 417, 805.
- 5. Зверева А.М., Северный А.Б. // Изв. КрАО, 1970, №41-42, 97.
- 6. Golovko A.A., Kotrc P. // Solar Physics., 1992, 142, 67.
- 7. Golovko A.A., Salakhutdinova I.I. // Geomagnetism and Aeronomy, 2023, 63, 975.
- 8. Golovko A.A., Salakhutdinova I.I. // JASTP, 2018, 179, 120.
- 9. Kosugi T., et al. // Solar Physics., 2007, 243, 3.
- 10. Pesnell W.D., et al. // Solar Physics, 2012, 275, 3.
- 11. Levy-Vehel J., Vojak R. // Adv. Appl. Math., 1998, V. 20. No. 1, 1.
- 12. Князева И.С., Макаренко Н.Г., Лившиц М.А. // Астрон. журн., 2011, 88, №11, 503.
- 13. Golovko A.A., Salakhutdinova I.I. // JASTP, 2018, 179, 120.
- 14. Gershberg R.E., Mogilevskii E.I., Obridko V.N. // Kinem. i fizika nebesn.tel, 1987, 3, 3.

ЯРКОСТНЫЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ЭЛЕКТРОННЫЕ КОНЦЕНТРА-ЦИИ САНТИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ОТКРЫТОЙ СЕВЕРНОЙ ПОЛЯРНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ МАКСИМАЛЬНОЙ ФАЗЫ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 29.03.2006 г.

Голубчина О.А.

Санкт-Петербургский филиал Специальной астрофизической обсерватории, Санкт-Петербург, Россия

BRIGHTNESS TEMPERATURES AND ELECTRONIC CONCENTRA-TIONS OF CENTIMETER RADIATION OF THE OPEN NORTHERN POLAR REGION OF THE SUN ACCORDING TO OBSERVATIONS OF THE MAXIMUM PHASE OF THE SOLAR ECLIPSE ON 03/29/2006

Golubchina O.A.

St. Petersburg Branch of the Special Astrophysical Observatory, St. Petersburg, Russia

The article is a brief overview of the results of observations of centimeter radio emission of the open part of the northern polar region of the Sun during the solar eclipse of 03/29/2006. The purpose of this work is to attract researchers of solar radiation physics to the possibility of using the results of the presented observations and the main publications for further study of the found features of centimeter radio emission of the Sun.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-81-84

1. Введение

Наблюдения выполнены на северо-восточном секторе РАТАН-600, на облучателе № 1 в режиме «эстафеты» (рис. 1), в сантиметровом диапазоне длин волн (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13, 30.7) см. (табл.1) во время максимальной фазы ($\Phi = 0.998$) солнечного затмения [1]. Центр диаграммы направленности антенны (ДНА) был смещен по высоте относительно центра оптического диска Солнца на +15 угл. мин. к северному полюсу Солнца. В момент максимальной фазы солнечного затмения открытая часть Солнца составляла 0.2% от площади оптического диска Солнца. Наблюдение на λ =1.03 см не обработано из-за значительного выноса волновода из фокуса.



Рис. 1.

λ, см	1.03	1.38	2.7	6.2	13	30.7
(rh ×rv) угл. мин.	0.4×17.3	0.6×19.3	1.2×19.4	2.6×25.0	5.7×35.8	13.4×84.4

Таблица 1. Угловые размеры горизонтальной (rh) и вертикальной (rv) диаграмм направленности антенны, λ – длина волны наблюдения.

2. Результаты распределения яркостных температур радиоизлучения северной полярной корональной области Солнца в сантиметровом диапазоне длин волн

Для определения яркостных температур радиоизлучения северной полярной корональной области Солнца в сантиметровом диапазоне длин волн (1.38, 2.7, 6.2, 13, 30,7) см на расстояниях от ~1 Rs до 2 Rs от центра оптического диска Солнца создавались полуэмпирические модели Солнца (Луны). Яркостные температуры модельных колец Солнца (Луны) задавались либо согласно литературным данным, либо подгоняя их методом проб и ошибок, либо используя расчётный метод для заданных длин волн наблюдения [3]. Степень совпадения моделированного распределения антенной температуры по Солнцу с реальной записью радиоизлучения Солнца [3] во время наблюдения максимальной фазы солнечного затмения (рис. 2, $\lambda = 1.38$ см) является оценкой качества модели (рис. 2).



Рисунок 3 демонстрирует резкое падение яркостных температур радиоизлучения северной полярной области Солнца на волнах (13 и 30.7 см) при прохождении Солнца и Луны через диаграмму направленности радиотелескопа РАТАН-600. Резкое падение яркостных температур на $\lambda = 13$ и 30.7 см связано с присутствием и влиянием северной полярной корональной дыры (рис. 4) [2, 3].

На рисунке 4 приведено наложение изображения в белом свете короны Солнца во время максимальной фазы затмения, изображения Солнца в ультрафиолете (29.03.2006, Ливия, SOHO/EIT [4]) и радиозаписи Солнца на 13 см (РАТАН-600).



Рис. 4.

3. Результаты исследования высокоширотного протуберанца полярной области Солнца

Радиоизлучение высокоширотного протуберанца (1-рис. 2.) определено по данным наблюдений солнечного затмения на $\lambda = (1.38, 2.7, 4.0)$ см. Радиоизлучение открытой части Солнца определялось вычитанием радиоизлучения Луны (28.03.2006) из суммарного радиоизлучения Солнца и Луны во время максимальной фазы затмения [6]. Спектры потоков (F, Jy) радиоизлучения протуберанца по данным наблюдений на Южном и Северовосточном секторах РАТАН-600 указывают на тепловой механизм излучения [6].

4. Идентичность температурных характеристик радиоизлучения среднеширотных, низкоширотных КД и полярной КД над северным полюсом Солнца

Сравнение средних эмпирически согласованных модельных значений температур для среднеширотных и низкоширотных КД [5] с яркостными температурами КД вблизи лимба Солнца, полученными из наблюдений солнечного затмения [3], показало их близкие значения на близких длинах волн (таблица 2).

Таблица 2. Яркостные температуры корональных дыр, расположенных вне полярных областей на фоне спокойного Солнца (λ (1)) и над северным полюсом полярной области Солнца (λ (2)), на близких длинах волн наблюдений. Здесь г/Rs – расстояние в долях радиуса Солнца (Rs) ближайшей к лимбу точки измерения во время затмения; λ (1) (см) – данные работы [5], λ (2) (см) – результаты наблюдений солнечного затмения 29.03.2006 г. на РАТАН-600 [3].

λ(1), (см)	6	15	31.6	λ(2), (см)	6.2	13	30.7
$Tb \times 10^3$, K	19.6	39	86	$Tb \times 10^3$, K	14	45	84
				r/Rs	1.017	1.005	1.01

Совпадение вышеперечисленных температурных свойств сантиметрового радиоизлучения среднеширотных, низкоширотных КД и полярной КД над северным полюсом Солнца свидетельствует об идентичности темпера-

турных свойств КД независимо от места их расположения на Солнце в период минимальной солнечной активности.

5. Распределение электронной концентрации (Ne) см - радиоизлучения Солнца



Рис. 5.

Распределение электронной концентрации (Ne) см - радиоизлучения Солнца по измерениям на волнах (1.03, 1.38, 2.7, 6.2, 13.0, 30.7 см) с расстоянием от ~1 Rs до 2 Rs от центра оптического диска Солнца по данным наблюдений северной полярной области Солнца во время максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г. приведено на рисунке 5.

Литература

- 1. Голубчина, О., Голубчин, Г. // Астрофизические исследования, 1981, (Известия САО), v. 14, p. 125.
- 2. Голубчина, О., Коржавин, А., Тохчукова, С. // Astrophys. Bull., 2011, v. 66, p. 524.
- 3. Голубчина, О., Коржавин, А. // Astrophys. Bull., 2013, v. 68, p. 232.
- 4. Pasachoff, J., Rusin, V., Druckmuller, M., and Saniga, M. // Aph., 2007, v. 665. pp. 824-829.
- 5. Borovik, V., Kurbanov, M., Livshits, M., and Ryabov, B. // Sov. Astron., 1990, v. 34, p. 522.
- 6. Голубчина, О., Богод, В., Коржавин А., и др. // Astrophys.Bull., 2008, v. 63, p. 36.

СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МЯГКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВО ВРЕМЯ МОЩНЫХ ВСПЫШЕЧНЫХ СОБЫТИЙ

Гопасюк О.С.

Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Республика Крым

STATISTICAL PROPERTIES OF SOFT X-RAY EMISSION DURING LARGE FLARE EVENTS

Gopasyuk O.S.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea

We quantify the basic thermodynamic properties of Soft X-Ray (SXR) emission, including plasma temperature and emission measure, obtained by the Geostationary Orbiting Environmental Satellite (GOES) from February 2011 to December 2022 during 59 large flares of GOES class 5.0 and above. The SXR flux maximum depends directly on the energy release, maximum temperature and maximum emission measure. There is no relation between the SXR flux maximum and flare duration determined by the full width at half-maximum of the SXR flux. The magnetic reconnection flux is related strongly to the thermal energy and flare duration. The eruptive flares compared to confined flares have lower the average maximum temperature but higher the average maximum emission measure and the average maximum thermal energy. The duration of eruptive flares is longer. This suggests that large eruptive flares can be developed in longer loops than the compact flares.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-85-88

Согласно стандартной модели эруптивной вспышки CSHKP [1–4], заряженные частицы, ускоренные в корональном токовом слое, проникают глубоко в хромосферу и нагревает плотную хромосферную плазму до тех пор, пока она не достигнет максимальной температуры. Во время и после этого процесса горячая хромосферная плазма расширяется и заполняет корональные петли, что приводит к уярчанию вспышечных петель в экстремальном ультрафиолете и мягком рентгене. Как только выделение энергии ослабевает, поток испаренной плазмы также ослабевает, и в какой-то момент плазма начинает конденсироваться обратно в хромосферу, мера эмиссии достигает своего максимального значения. Это явление, известно как «хромосферное испарение».

Поток SXR в диапазонах 1–8 Å и 0.5–4 Å регулярно измеряется GOES. Измерения GOES содержат фундаментальные параметры SXR излучения, такие как максимальный поток в диапазоне 1–8 Å, который традиционно используется для определения класса вспышки, продолжительности вспышки, температуры плазмы, меры эмиссии.

В этой работе мы провели количественную оценку основных термодинамических свойств SXR излучения во время 59 мощных вспышек класса GOES M5.0 и выше, из которых 38 эруптивные (сопровождались корональным выбросом массы (СМЕ)) и 21 компактная (без СМЕ). Вспышки находились в интервале 40° от центрального меридиана в период с февраля 2011 по декабрь 2022 гг., и были достаточно изолированы во времени от других событий.

По данным GOES с временным разрешением 2 с и 1 с были определены следующие характеристики потока мягкого рентгена: максимальный поток F_{SXR} , максимальная температура плазмы *Tmax*, максимальная мера эмиссии *EMmax*, максимальная тепловая энергия *Emax_{th}*, продолжительность вспышки на половине максимума потока FWHM. Также были использованы наши данные о магнитном потоке пересоединения во вспышках и площади вспышечных лент [5].

Тепловая энергия плазмы была определена следующим образом: $E_{th} = 3nk_{\rm B}TV = 3k_{\rm B}T\sqrt{EM \cdot A^{3/2}}$, где $n = \sqrt{EM/V}$ – плотность электронов; в качестве объема вспышечной петли V мы используем $V = (A/2)^{3/2}$ (A – площадь вспышечных лент из работы [5]), $k_{\rm B}$ – постоянная Больцмана, T и EM – температура и мера эмиссии. Если предположить, что V является постоянной величиной, то тепловая энергия E_{th} достигает максимального значения $Emax_{th}$ при максимуме $T\sqrt{EM}$.

Мы проанализировали распределения термодинамических свойств плазмы в эруптивных и компактных вспышках (рис. 1).



Рис. 1. Распределения (а) максимальной температуры плазмы, (b) максимальной меры эмиссии, (c) максимальной тепловой энергия, (d) продолжительности вспышки FWHM в эруптивных (темные) и компактных (светлые) вспышках. Вертикальные прямые обозначают среднелогарифмические значения параметров для эруптивных (сплошные) и компактных (штриховые) событий. На вставке указаны среднелогарифмические значения параметров для эруптивных и компактных событий.

Распределения показывают, что в эруптивных вспышках, по сравнению с компактными, средняя максимальная температура ниже, а максимальная мера эмиссии и максимальная тепловая энергия выше, больше и продолжительность вспышки.

Связь максимального потока мягкого рентгена с максимальной температурой, мерой эмиссии и тепловой энергией представлена на рис. 2. Максимальный поток мягкого рентгеновского излучения GOES напрямую связан с основными термодинамическими свойствами плазмы.



Рис. 2. Зависимости (а) максимальной температуры, (b) максимальной меры эмиссии, (c) максимальной тепловой энергии, (d) продолжительности вспышки FWHM в эруптивных (темные символы) и компактных (светлые символы) вспышках от максимального потока мягкого рентгена. Толстые и тонкие прямые представляют линейную регрессию в log-log шкале для эруптивных и компактных событий соответственно. На вставке показан коэффициент корреляции Спирмена г_s между каждой парой нанесенных на график переменных для эруптивных и компактных вспышек.

Наблюдаются линейные зависимости с коэффициентами корреляции Спирмана от умеренного с максимальной температурой, до высокого с максимальной мерой эмиссии и максимальной тепловой энергией. Эти корреляции согласуются, например, с результатами [6, 7] и стандартной моделью хромосферного испарения [3], где максимальный поток рентгеновского излучения зависит от максимальной меры эмиссии. Между продолжительностью вспышки и максимальным потоком мягкого рентгена корреляция практически отсутствует. Не все крупные вспышки имеют большую продолжительность. Нет никакого отличительного поведения между вспышками с СМЕ и без.



Рис. 3. Зависимости (а) максимальной температуры, (b) максимальной меры эмиссии, (c) максимальной тепловой энергии, (d) продолжительности вспышки FWHM в эруптивных (темные символы) и компактных (светлые символы) вспышках от потока магнитного пересоединения. Толстые и тонкие прямые представляют линейную регрессию в log-log шкале для эруптивных и компактных событий соответственно. На вставке показан коэффициент корреляции Спирмена r_s между каждой парой нанесенных на график переменных для эруптивных и компактных вспышек.

Между термодинамическими характеристиками плазмы и потоком магнитного пересоединения также имеются линейные зависимости (рис. 3). Однако коэффициенты корреляции Спирмена между магнитным

потоком пересоединения и максимальной температурой и максимальной мерой эмиссией существенно более низкие, а с максимальной тепловой энергией наоборот, коэффициент корреляции выше. Поток магнитного пересоединения имеет сильную корреляцию с продолжительностью вспышки. Связь между продолжительностью вспышки и потоком магнитного пересоединения показывает, что чем больше магнитного потока вовлечено в пересоединение, тем дольше продолжаются процессы пересоединения.

Обнаруженные нами различия в усредненных физических параметрах для эруптивных и компактных событий позволяют предположить, что высокотемпературная плазма в мощных эруптивных событиях, по сравнению с компактными событиями, развивается в более длинных магнитных петлях. На этот вывод указывают несколько предыдущих исследований. Например, как было получено в работе [8], вспышки с бо́льшей продолжительностью обычно холоднее и развиваются в бо́льших объемах. В работе [9] было показано, что события с более длительными продолжительностью FWHM и временем затухания должны иметь большее разделение вспышечных лент, т. е. развиваться в более длиных петлях.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ в рамках государственного задания № 122022400225-4.

Литература

- 1. Carmichael, H. // NASSP, 1964, vol. 50, p. 451.
- 2. Sturrock, P.A. // Nature, 1966, vol. 211, p. 695.
- 3. Hirayama, T. // Solar Phys., 1974, vol. 34, p. 323
- 4. Kopp, R.A., Pneuman, G.W. // Solar Phys., 1976, vol. 50, p. 85.
- 5. Gopasyuk O.S. // Geomagnetism and Aeronomy, 2024, vol. 64, issue 8 (in press).
- 6. Feldman, U., Doschek, G.A., Behring, W.E., Phillips, K.J.H. // Astrophys. J., 1996, vol. 460, p. 1034.
- 7. Kazachenko, M.D. // Astrophys. J., 2023, vol. 958, id. 104.
- 8. Bowen, T.A., Testa, P., Reeves, K.K. // Astrophys. J., 2013, vol. 770, id. 126.
- 9. Reep, J.W., Toriumi, S. // Astrophys. J., 2017, vol. 851, id. 4.

ЗВЕЗДА ЭЙНАРА ГЕРЦШПРУНГА – DH CAR. ИСТОРИЧЕСКАЯ СПРАВКА И ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ

Горбачев М.А.^{1,2}, Шляпников А.А.¹

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия ²Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия

EINAR HERTZSPRUNG STAR – DH CAR. HISTORICAL OVERVIEW AND FLARES ACTIVITY

Gorbachev M.A.^{1,2}, Shlyapnikov A.A.¹

¹Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Crimea, Russia ²Kazan (Volga region) Federal University, Kazan, Russia

This paper presents a short historical summary of the discovery of DH Car, the first flaring M-class star, which became the prototype for the study of similar solar activity in stars. An overview of DH Car publications is provided, and known information and star identification from databases and catalogues is reported.

According to the observations made by the TESS observatory, the flash activity of DH Car is being investigated. Information on the energy of flares is presented and the most characteristic ones are demonstrated.

Observations in the X-ray and radio emission bands are considered separately.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-89-92

Введение

«В ночь на 29 января 1924 года я взял последовательно 5 пластинок по 30 минут каждая...» – с этих слов начиналась статья Эйнара Герцшпрунга, опубликованная в [1]. Продолжая, он пишет: «Большое изменение и быстрое уменьшение блеска, наблюдавшееся 29 января 1924 г., делает маловероятным, что это переменная звезда типа RR Лиры, наблюдавшаяся только один раз вблизи максимума» (рис. 1). Так была открыта переменная, получившая в дальнейшем обозначение DH Car, и ставшая прототипом для большого числа звёзд нижней части Главной последовательности, названных вспыхивающими звёздами.

Координаты объекта: RA = $11^{h}14^{m}51^{s}.8$, Dec = $-61^{\circ}45'37''$, расстояние 82 pc. Рассчитанная по данным каталога Gaia DR3 [2] звёздная величина в полосе V = 16.086, а спектральный тип – M4V. По данным [2], $T_{eff} = 3320.2$ K, $\log(g) = 4.4176 \text{ cm/s}^2$, Fe/H = -0.4707.

Несмотря на свою значимость, о звезде DH Car известно крайне мало – всего 11 публикаций, большинство из которых не имеют к ней прямого отношения, а за последние 100 лет в доступных источниках приводится лишь несколько независимых оценок её блеска. Период вращения, равный 0.89 дня, впервые определен в работе Горбачева (направлена в печать). Опираясь на данные космического телескопа TESS [4], мы вновь обращаем

внимание на DH Car и проводим анализ ее вспышечной активности. Этот телескоп предоставляет уникальные возможности для наблюдения переменных звезд, благодаря длительным рядам данных с высоким временным разрешением. Подробная информация о проекте TESS изложена в работе [4].



Рис. 1. Кривая блеска DH Car из статьи Э. Герцшпрунга 1924 года.

Вспышечная активность DH Car

В исследовании использованы данные TESS с 2-минутным временным разрешением, опубликованные на портале MAST [5]. Согласно информации этого портала, кривые блеска DH Car доступны для двух сетов наблюдений в период с 02.04.2021 по 28.04.2021, а также с 29.04.2021 по 26.05.2021. Таким образом, весь временной ряд для анализа составлял 55 дней практически непрерывных наблюдений. Загрузка данных выполнялась с использованием пакета lightkurve [6], предназначенного для анализа кривых блеска проектов Kepler/K2 и TESS.



Рис. 2. Верхняя панель – исходная кривая блеска DH Car, полученная в период с 29.04.2021 по 26.05.2021. Нижняя панель – кривая блеска после учета тренда с выделенными вспышками. Горизонтальная линия отмечает уровень 3 σ . На правой панели в качестве примера приведена кривая блеска наиболее мощной вспышки.

Всего было выделено 11 вспышек, превышающих уровень 3σ (σ – стандартное отклонение) над медианным значением потока. Расчет энергии вспышек, проводился согласно методике, описанной в работе [7]. На рис. 2 представлена кривая блеска, а также пример наиболее мощной вспышки с энергией $2.2 \cdot 10^{34}$ Эрг. В таблице приведены основные параметры всех обнаруженных вспышек.

N⁰	Максимум вспышки	Длительность вспышки, мин	Энергия вспышки, Эрг	Амплитуда вспышки	Время воз- горания, мин	Время за- тухания, мин
1	2308.1066	36	$2.37 \cdot 10^{33}$	13%	6	30
2	2314.0455	30	$2.18 \cdot 10^{33}$	10.4%	10	20
3	2322.6567	52	$7.38 \cdot 10^{33}$	43.28%	2	50
4	2324.8401	40	$4.38 \cdot 10^{33}$	18.37%	6	34
5	2335.2803	34	$2.35 \cdot 10^{33}$	16.1%	6	28
6	2336.6344	20	$8.61 \cdot 0^{32}$	10.13%	4	16
7	2338.8594	100	$2.2 \cdot 10^{34}$	62.41%	8	92
8	2340.2663	26	$1.46 \cdot 10^{33}$	10.85%	6	20
9	2341.6649	40	$2.21 \cdot 0^{33}$	5.81	4	36
10	2351.9301	26	$1.18 \cdot 10^{33}$	10.05%	6	20
11	2358.0146	18	$7.76 \cdot 10^{32}$	8.83	2	16

Таблица. Данные о вспышках на DH Car, определённые по наблюдениям на космическом телескопе TESS.

Наблюдения в радио и рентгеновском диапазоне

В ноябре 1985 года в обсерватории Молонгло (Австралия) были проведены наблюдения данного источника в радиодиапазоне на частоте 843 МНz. Однако, как указано в [8], детектирование с пороговой чувствительностью ниже 1 mJy не дало результатов. Так же об отсутствии радиоизлучения DH Car в ходе наблюдений, выполненных в мае 1987 г., сообщается в работе [9].



Рис. 3. Комбинированное рентгеновское и оптическое изображения области DH Car и рентгеновский спектр 1WGA J1114.8-6144 и UV Cet, соответственно.

Согласно каталогу точечных источников (WGACAT), созданному на основе всех наблюдений с помощью ROSAT PSPC [10], наиболее вероятно, DH Car соответствует рентгеновский источник 1WGA J1114.8-6144. Рис. 3 (левая панель) иллюстрирует комбинированное рентгеновское и оптическое изображения области DH Car. Учитывая наибольшее пересечение областей рентгеновских источников, а также данные [11], наиболее вероятно, что DH Car соответствует рентгеновский источник 1WGA J1114.8-6144. На рис. 3 (средняя и правая панель) также представлены спектры 1WGA J1114.8-6144 и прототипа вспыхивающих звезд UV Cet по данным ROSAT.

Заключение

На основе данных наблюдений космического телескопа TESS в период с 02.04.2021 по 26.05.2021 выделено 11 вспышек в диапазоне энергий от $7.8 \cdot 10^{32}$ до $2.2 \cdot 10^{34}$ Эрг, что подтверждает вспышечную активность DH Car. Анализ литературных источников и доступных баз данных показал, что данный источник не обнаруживается в радиодиапазоне. DH Car предположительно отождествлена с рентгеновским источником 1WGA J1114.8-6144 согласно каталогу WGACAT. Предполагаемый полученный рентгеновский спектр DH Car соответствует прототипу вспыхивающих звезд UV Cet.

Работа МГ частично выполнена за счёт субсидии Минобрнауки РФ № FZSM-2023-0015, выделенной Казанскому федеральному университету для выполнения государственного задания в сфере научной деятельности.

Литература

- 1. Hertzsprung E. // Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands, 1924, V.2.
- 2. Gaia Collaboration, et al. // Astronomy & Astrophysics, 2021, V. 649.
- 3. Wenger M., Ochsenbein F., Egret D. et al. // A&AS, 2000, V. 143, P. 9-22.
- 4. *Ricker G.R., et al.* // Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, 2015, V. 1.
- 5. Barbara A. Mikulski Archive for Space Telescopes https://archive.stsci.edu
- 6. Lightkurve Collaboration., et al. // Astrophysics Source Code Library, 2018, record ascl:1812.013
- 7. Günther M.N., et al. // The Astronomical Journal, 2020, V. 159, P. 60.
- 8. Vaughan A.E., Large M.I. // Astronomical Society of Australia, 1986, V. 6. P. 319.
- 9. Vaughan A.E., Large M.I. // Astronomical Society of Australia, 1987, V. 7. P. 42.
- 10. *White N.E., Giommi P., Angelini L.* // VizieR On-line Data Catalog: IX/31. Originally published in: Laboratory for High Energy Astrophysics, 2000.

К ВОПРОСУ МОДУЛЯЦИИ ПОТОКА ГАЛАКТИЧЕСКИХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Григорьева И.Ю.¹, Ожередов В.А.², Струминский А.Б.²

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия ²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

ON THE ISSUE OF MODULATION OF GALACTIC COSMIC RAYS BY SOLAR ACTIVITY

Grigoryeva I.Yu.¹, Ozheredov V.A.², Struminsky A.B.²

¹Main Astronomical (Pulkovo) Observatory RAS, St.-Petersburg, Russia ²Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

A BootStrap-algorithm was used to test the hypothesis that GCR variations are under "control" of the Bpol scenario (after the moment of "polarity reversal"). Data from the Moscow neutron monitor and WSO observations of the polar magnetic field, Bpol were used. In the dynamics of the GCR flux an evidence of a prolonged change in the sign of the dipole magnetic field of the Sun (the tracer of which was Bpol data) was found statistically. The ordering of the magnetic field of the solar wind in the heliosphere according to the Bpol sign after the 1-st bifurcation - "reverse polarity", and its absence up to this point, has been confirmed. A 2-nd bifurcation was found statistically, which is better pronounced in odd cycles and associated, apparently, with libiration into the solar wind of coronal magnetic field with polarity of the current magnetic cycle only.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-93-96

В ходе экспериментов по регистрации галактических космических лучей (ГКЛ) с конца 1940-х годов (на постоянной основе с 1957 года, данные нейтронного монитора Москва, НМ Москва [1]) прослеживается зависимость их интенсивности от солнечной активности. Эта зависимость получила название модуляция потока ГКЛ [2], которая является результатом взаимодействия ГКЛ с солнечным ветром и его магнитным полем. Интерес к модуляции ГКЛ в зависимости от фазы и кратности солнечного цикла возник, когда стали доступными их непрерывные наблюдения за полный магнитный цикл [см., 3–5 и ссылки там]. С середины 70-ых начались регулярные измерения магнитного поля Солнца [6], давшие возможность связывать свойства магнитного поля солнечного ветра с дипольным магнитным полем Солнца, в качестве которого можно использовать полярное магнитное поле (Bpol, фильтрованные среднемесячные данные Wilcox Solar Observatory, WSO [7]). Авторы работы [3] первыми показали необходимость учета знака заряда частицы и полярности магнитного поля в задаче распространения космических лучей.

На данный момент есть 4,5 цикла измерений ГКЛ и Bpol, совпадающих во времени, что позволяет рассматривать проблему модуляции в целом. Учитывая циклы в целом и гладкость обеих кривых (измерения ГКЛ и Bpol), данных статистически мало – всего 4,5 цикла. Один из ключевых моментов – определение начала модуляции ГКЛ в данных циклах. Мы выбрали за 0 момент максимума потока ГКЛ в каждом цикле, как это было сделано в [8]. Проблему отсутствия статистически значимого числа моментов «переполюсовки» мы решаем методом многократной генерации выборки. Здесь за «переполюсовку» формально мы берем момент перехода через 0 фильтрованного среднемесячного магнитного полярного поля, Bpol [7].

Используется BootStrap-алгоритм, генерирующий ансамбль из большого числа кривых Bpol, таких, что их автоковариационные свойства совпадают с нативной кривой, а моменты переполюсовки отличаются по времени от моментов переполюсовки у нативной кривой. Зависимость между модуляцией ГКЛ и Bpol нестационарна, измерение линейной нестационарной связи при помощи взвешенного коэффициента корреляции с весами, функционально зависящими от чётности и фазы цикла, показывает лишь на 15% от всего времени совместных наблюдений корреляцию 0.85. Поэтому мы используем понятие «сценария» (влияние знака и величины дипольного магнитного поля Солнца на интенсивность ГКЛ в ходе циклов – гипотезы об «управлении» Вро1 модуляцией ГКЛ). Проверяемая гипотеза: до момента «переполюсовки» ГКЛ не ощущают знака Bpol, а подвержены его влиянию, наоборот, после (см. рис. 2). Таким образом, ход сценария может иметь нарушения, соответствующие изменениям интенсивности потока ГКЛ, что показал *BootStrap*-алгоритм. Технически – это нарезка обоих выборок на периоды в 4000 дней от максимума потока ГКЛ, и оценка соответствия динамики потока ГКЛ изменению сценария (справа от точки бифуркации) нашим представлениям о его «управляемости» полярным магнитным полем Bpol.



Рис. 1. Диаграмма рассеяния для итераций *BootStrap*алгоритма. Итерации: красные кружки (2000 шт.); 1-ая/2-ая бифуркации (*сплош./пунктир*. верт. линии). Ось Х – годы, 0 – положение наибольшего сближения друг к другу кривых Вроl во всех итерациях.

На рис. 1 видна 1-ая бифуркация сценария Вроl (предполагаемая, *сплошная* линия) и 2-ая – (обнаруженная алгоритмом, *пунктирная* линия). Они произошли спустя 4.9 года и 7.2 года от начала нарезки выборки, t₁ и t₂ соответственно. После t₁ и t₂ нарушалась динамика модуляции ГКЛ.

Изменения выпуклой формы кубического сплайна (сглаженные данные HM) на вогнутую для нечетных и, наоборот, для четных циклов происходят при переходе *сплошной* вертикальной линии на рис. 2а. Наиболее сильные изменения амплитуды потока ГКЛ слева от *сплошной* линии в 22-ом цикле (сглаженные *черным* кубическим сплайном) имеют источник солнечного происхождения – мощные эруптивные геоэфективные события 1989–1991 гг. Кроме того, алгоритм показал, что потоки ГКЛ подвержены еще одному изменению сценария (*пунктирная* вертикальная линия на рис. 2а) через 7.2 лет от 0, который согласуется с динамикой циклов нативных кривых Bpol (рис. 2б).



Рис. 2. (а) Динамика потока ГКЛ (данные НМ Москва) в зависимости кратности циклов от (черные ломанные кривые), сглаженная кубическим сплайном: розовый 21-ый, *красный* – 23-ий, зеленый часть слева — 25-ый нечетные и толстый черный – 22-ой, синий – 24-ый четные циклы. (б) Ход полярного магнитного поля Солнца (Bpol) в зависимости от «сценариев» циклов. Цвета указаны согласно номеру цикла. Верт. линии (см. рис. 1). Начало оси Х – тах потоков ГКЛ. Зеленый пустой кружок – данные на момент написания статьи.

Второе изменение сценария нагляднее видно в 21-ом и 23-ем циклах, выделенных *розовым* и *красным* цветом, сразу после 2-ой бифуркации краткосрочные изменения амплитуды соответствуют солнечным источникам, отмеченным в работе [9] по наблюдениям AMS электронов и протонов ГКЛ в 2011–2022 гг. В 21-ом цикле после 2-ой бифуркации началось интенсивное накопление нового магнитного потока для сильного 22-го цикла. В 23-ем цикле, наоборот, не происходило накопления магнитного потока, что привело к слабому 24-му циклу [10]. Такие изменения в полярном магнитном поле ВроІ моделируются в работе [11] в рамках представления хаотического возникновения биполярных областей и их роли в динамике цикла (см. рис. 5d в [11]).

• Статистически подтверждена смена сценария динамики интенсивности потока ГКЛ после 1-ой бифуркации с учетом кратности циклов – упорядоченность магнитного поля солнечного ветра в гелиосфере согласно знаку Bpol.

• Статистически обнаружена 2-ая бифуркация в сценарии Bpol (более выражена в нечетных циклах), связанная, по всей видимости, с наличием в гелиосфере полярности только текущего магнитного цикла, что также отражается в динамике потоков ГКЛ в ходе солнечного цикла.

• Таким образом, в динамике потока ГКЛ (по данным отсчетов НМ Москва) статистически обнаружено свидетельство продолжительной смены знака гелиосферного магнитного поля, которое отражает свойства дипольного поля Солнца (его трассером рассматривались данные Bpol WSO).

Литература

- 1. http://cr0.izmiran.ru/mosc/
- 2. Parker, E.N. // Planetary Space Sci., 1965, 13, 9–49.
- 3. Jokipii J.R, Levy E.H., and Hubbard W.B. // Astrophys. J., 1977, 213:861-868.
- 4. Jokipii J.R., Thomas B. // Astrophys. J., 1981, 243:1115-1122.
- 5. Крайнев М.Б. и др. // Солнечно-земная физика, 2023, т. 9, № 4, с. 5-20.
- 6. Svaalgaard L. and Wilcox J. // Ann. Rev. Astron. Astrophys., 1978, V. 16, P. 429-443.
- 7. http://wso.stanford.edu/Polar.html
- 8. Struminsky et al. // 32nd GA IAU 2024, Capetown, South Africa, poster id. 383.
- 9. Aguilar M., et al., (AMS Collaboration) // Phys. Rev. Lett., 2023, 130, 161001.
- 10. Jiang J., Cameron R. H., and Schüssler M. // Astrophys. J. Let., 82015 08:L28 (6 pp).
- 11. Kumar P., Karak B.B. and Sreedevi A. // MNRAS, 2024, 530, pp. 2895–2905.

ИЗМЕНЕНИЕ КЛИМАТА НА ИНТЕРВАЛЕ ПОСЛЕДНИХ 540 МИЛЛИОНОВ ЛЕТ И ПРОГНОЗЫ БУДУЩЕГО ИЗМЕНЕНИЯ КЛИМАТА

Дергачев В.А.

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

CLIMATE CHANGE OVER THE LAST 540 MILLION YEARS AND PROJECTIONS OF FUTURE CLIMATE CHANGE

Dergachev V.A.

Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia

According to the results of paleoclimatic studies, the modern stage of the Earth's climate history covers the shortest Quaternary geological period, about 3 million years. The question arises about future climate change after the currently observed warming. There is still no consensus among scientists explaining the processes that are currently occurring with the climate on Earth. The article analyzes climate change since the spread of complex life forms on our planet, i.e. the presence of developed plant and animal life on Earth, which began about 542 million years ago (Phanerozoic eon). Reconstructions of Phanerozoic temperature based on geological and isotopic data of sedimentology and paleoecology are considered. A comprehensive and quantitative assessment of how global temperatures have change after the end of the modern interglacial, long-term trends in changes in climatic characteristics at intervals of hundreds and tens of millions of years are considered. An overview of some of the different possible approaches taken to climate change is presented to demonstrate the need to build an interdisciplinary perspective on the problem.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-97-102

Введение

В современном мире проблема изменения климата Земли на длительной временной шкале занимает особое место. Следуя результатам палеоклиматических исследований далёкого прошлого, современный этап климатической истории Земли охватывает самый короткий Четвертичный геологический период, который начался 2.588 миллионов лет назад и продолжается в настоящее время. В этом геологическом периоде с 800 тыс. лет назад можно выделить циклы оледенений длительностью около 100 тысяч лет, за которыми следуют межледниковые циклы длительностью 10-15 тысяч лет каждое [1]. Возможно, причина для тёплого и длительного межледниковья (Голоцен) состоит в том, что эффект влияния на климат изменяющегося во времени расстояния Земли от Солнца, который сообщает многое о теории Миланковича, является только одним из факторов, которые являются важными в изменении климата. Окончание последнего ледникового цикла оценивается около 10-12 тысяч лет назад, но остаётся неопределённость о начале следующего ледникового цикла. Потепления и похолодания многократно имели место в прошлом и должны повторяться в будущем. Для успешного прогнозирования будущих изменений климата необходима информация о состоянии окружающей среды на протяжённых временных интервалах.

Эволюция жизни на Земле началась с момента появления первого живого существа – около 3,9 миллиардов лет назад [2]. С примерно 542 миллионов лет назад (фанерорзойский эон) наступило время повсеместного и ярко выраженного присутствия на планете развитой растительной и животной жизни [3]. Большая изменчивость климата в Фанерозое характеризуется чередованием умеренно тёплых и холодных интервалов длительного периода [4].

Следует отметить, что последний этап геологического развития Земли, приведший ее к современному состоянию, приходится на кайнозойскую эру, продолжающуюся с 66 млн. лет назад до настоящего времени, в которой произошли геологические процессы, сформировавшие материковый и океанический современный облик. Кайнозойская эра вначале характеризовалась теплым климатом. В кайнозойскую эру произошли весьма знаменательные события: появление человека и становление человеческого общества. В работе [5] представлены данные высокого разрешения астрономически датированных данных измерений содержания изотопов бентосного углерода и кислорода за последние 66 миллионов лет. Из анализа данных следует вывод о ключевой роли объема полярного льда в предсказуемости динамики кайнозойского климата.

Нельзя не отметить, что в последнее время климат стал резче меняться, быстрее происходит сокращение площади льдов. Понимание причин изменчивости климата позволит лучше прогнозировать изменения климата в будущем. Межправительственная группа экспертов по изменению климата (МГЭИК) – орган ООН по оценке научных данных, связанных с изменением климата, регулярно представляет отчеты, напр., [6]. Следует отметить, что во всех оценочных докладах МГЭИК используется один и тот же подход для получения выводов и определения степени достоверности – антропогенный фактор, с которым и связывают наблюдаемое в настоящее время потепление.

Встаёт вопрос о будущих изменениях климата после окончания наблюдаемого потепления климата. Внести ясность в споры о причинах нынешнего глобального потепления и получить более полное представление о будущей тенденции изменения климата могут помочь анализы различных прокси данных, например, одноклеточные организмы: фораминиферы в отложениях морей и океанов, охватывающие разные временные интервалы. В данной работе представлен анализ данных по изменению климата на временном интервале Фанерозоя.

Реконструкции температуры Фанерозоя, основанные на геологических и изотопных данных седиментологии и палеоэкологии

Проанализируем имеющиеся данные по долгосрочным изменениям климата в течение Фанерозоя.

Одна из первых реконструкций палеотемператур на интервале Фанерозоя, предполагающих чередование ледниковых периодов и сравнительно более теплых периодов, полученные по результатам геологических данных, представлена в книге [4].

На рис. 1 представлены результаты реконструкций палеотемператур Фанерозоя и ряда факторов, влияющих на климат в указанном интервале времени, выполненные различными исследователями.

В статье [10] показано, что многопрофильный и междисциплинарный подход, основанный на знаниях, полученных из различных областей науки, представляет собой способ решения этой глобальной и сложной проблемы, вызванной изменением климата. Обсуждается отсутствие связи между различными областями знаний, завершаясь необходимостью взаимосвязи между различными областями знаний как решения для поиска мер по решению проблемы, и, прежде всего, для глобального и комплексного понимания изменения климата. Отметим, что в данной статье прослежена связь между изменением средней температуры поверхности Земли за последние 500 миллионов лет и наиболее существенными причинами изменения климата в этом временном интервале.

Результаты исследований [11] и [12] дают всестороннюю И количественную оценку того, как глобальные температуры изменились за последние 540 миллионов лет ((Fig. 1c). Глобальная температурная модель, представленная в статье [12], включает оценки средней глобальной температуры, изменяющихся тропических умеренной температур, океанических температур и полярных температур, глубинных что позволяет глубже понять взаимосвязанные геологические, тектонические, палеоклиматические, палеоокеанографические и эволюционные события, История глобальных на прошлую температуру Земли. влиявшие течение Фанерозоя была обобщена температуры изменений В «палеотемпературной шкале времени», которая подразделяет многие прошлые климатические события на 8 основных климатических режимов, каждый из которых стоит из 3-4 пар эпизодов потепления и похолодания. Описано, как эти прошлые температурные события были затронуты геологическими процессами, такими извержение крупных как магматических провинций (потепление) и удары болидов (похолодание).



Таким образом, количественно описывая закономерности изменения палеотемпературы с течением времени, мы можем получить важные све-

Fig. 1a). Реконструкции средней глобальной температуры Фанерозоя: чёрная кривая (1) построена на основе геологических данных и изотопных исследований [7]; зеленая кривая (2) – на основе данных седиментологии и палеоэкологии [4, 8]. Красная кривая (3) показывает уровни кальцита δ^{18} О в тропических морских мелководьях [9] (правая шкала).

1b). Результаты измерений средней температуры поверхности Земли за последние 500 млн. лет и наиболее существенные воздействия, связанные с изменением климата в этом временном интервале [10]. Цифры указывают на: **1** – разнообразие морской жизни в условиях сильной жары; **2** – период до того, как наземные растения поглотили CO₂ и сформировались полярные ледяные шапки; **3** – изменение уровня CO₂ в результате вулканической активности и эрозии почвы; **4** – эволюционирование млекопитающих в более теплые периоды; **5** – влияние человека на потепление климата.

1c). Сравнение реконструкций температуры: **1** – комбинированная реконструкция (сплошная линия), основанная на литологических и геохимических данных для долговременных масштабов и данных по изотопам кислорода для средневременных масштабов (10–20 млн. лет назад) [11]; **2** – реконструкция температуры [12] (пунктирная линия).

1d). Средняя глобальная температура в Фанерозое и климатические факторы, влияющие на климат: 1 – комбинированная геохимическая/литологическая реконструкция (сплошная линия) [11]; 2 – реконструкция (пунктирная линия) [12]; 3 – смоделированная температура (штрихпунктирная зеленая линия). Дополнительные графики представляют собой различные компоненты модели: 4 – увеличение солнечной светимости (штрихпунктирная линия, фиолетовый цвет); 5 – CO₂ (штрих-двойная точечная линия); 6 – ионизация атмосферы (пунктирная линия), заштрихованные области – 1 σ и 95% – области доверительной ошибки на основе геологических данных и изотопных исследований.

дения об истории земной системы и фундаментальных причинах изменения климата в геологических временных масштабах. Это может помочь лучше понять проблемы, связанные с будущим глобальным изменением климата.

Среди учёных до сих пор нет единого мнения, объясняющего те процессы, которые происходят в настоящее время с климатом на Земле. Спорные выводы о доминировании парникового эффект в современном глобальном потеплении получены на основе моделей климата.

Климатические модели не могут объяснить огромную тепловую аномалию 2023 года [13]. С учетом всех известных факторов, в прошлом году планета нагрелась на 0,2°С больше, чем ожидали ученые-климатологи. Срочно необходимы дополнительные и более качественные данные.

Чтобы понять тенденцию изменения климата после окончания современного межледниковья, в статье [14] рассмотрены долгосрочные тенденции изменения климатических характеристик на интервалах в сотни и десятки миллионов лет в различных регионах Антарктиды, а также изменение климата после окончания последнего ледникового периода и современные изменения климата, которые указывают на замедление процесса потепления в Антарктическом регионе, но дальнейшее тенденции изменения климата остаются неясными.

Из результатов, представленных на рисунках, нельзя сделать однозначного вывода о резком наступлении похолодания после окончания современного межледникового периода, хотя тренд глобальной температуры на последнем рисунке указывает на снижение температуры. В настоящее время мы, по-видимому, проходим фазу максимального потепления. Междисциплинарный подход представляет собой подход, который может внести наиболее всесторонний вклад в представление глобальных решений, с вкладом всех областей знаний, оформленных в рамках научно-го метода.

Литература

- 1. *Jouzel J. et al.* // Science. 2007. V. 317(5839). P. 793-796. doi: 10.1126/science.1141038.
- 2. *Futuyma D.J.* Evolution, Published by Sinauer Associates Inc. 2005. 543 pp. ISBN 0-87893-187-2.
- Zachos J. et al. // Science. 2001. V. 292 (5517). P. 686–693. doi:10.1126/science.10594126.
- 4. *Frakes, L.* // Climates throughout geologic time, Amsterdam, New York: Elsevier Scientific Publishing Company 1979. 310 pp.
- Westerhold T. et al. // Science. 2020. V. 369(6509). P. 1383-1387. doi:10.1126/science.aba6853.
- 6. IPCC, 2023: Summary for Policymakers. In: //Climate Change, P. 1-34. 2023. doi: 10.59327/IPCC/AR6-9789291691647.001.
- Scotese, C.R., & Wright, N.M. (2018). PALEOMAP Paleodigital Elevation Models (PaleoDEMS) for the Phanerozoic [Data set]. Zenodo. https://doi.org/10.5281/zenodo.5460860. 2018.
- Frakes L.A. et al., //Climate modes of the Phanerozoic: The history of the Earth's climate over the past 600 million years. Cambridge: Cambridge University Press. 1992. 286pp.
- 9. Veizer et al. // Nature. 2000. V. 408(6813). P. 698–701. https://doi.org/10.1038/35047044.
- 10. Nunes L.J.R., Ferreira Dias M. // Climate. 2022. 10. 7. https://doi.org/ 10.3390/cli10010007. 2022.
- Shaviv et al. // Annals of the New York Academy of Sciences. 2023. V. 1519, Issue 1. P. 1-211. https://doi.org/10.1111/nyas.14920.
- 12. *Scotese C.R. et al.* // Earth-Science Reviews. 2021. V. 215, 103503, doi.org/10.1016/j.earscirev. 032021.1035.
- 13. Schmidt G. // Nature. 2024. V. 627(8004). P. 467-467.
- 14. Dergachev V.A. // Geomagnetism and Aeronomy. 2023. V. 63, No. 8, P. 178-185.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ВАРИАЦИИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ ВО ВРЕМЯ ВСПЫШКИ КЛАССА М ПО ИЗМЕРЕНИЯМ ЯРКОСТИ ВСПЫШЕЧНЫХ ЛЕНТ

Ерофеев Д.В., Кузьменко И.В.

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

SPATIO-TEMPORAL VARIATIONS OF ENERGY RELEASE IN M-CLASS FLARE FROM MEASUREMENTS OF FLARE RIBBONS BRIGHTNESS

Erofeev D.V., Kuzmenko I.V.

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

We measured spatio-temporal distributions of UV brightness in flare ribbons observed in the course of M-class solar flare of 29.01.2024. Analysis shows presence of large-scale (≈ 20 arc sec), wave-like structures which move along the ribbons in different directions, and short-term variations of brightness which manifest themselves in form of quasi-periodic pulsations both in integral brightness of the ribbons and in hard X-ray emission.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-103-106

Солнечная вспышка представляет собой комплекс различных физических явлений в плазме, объединенных в один взаимосвязанный процесс накопления и выделения энергии. Для того чтобы понять связь между различными физическими процессами, необходимо проводить комплексное мультиспектральное исследование отдельных вспышечных событий.

В настоящей работе мы исследуем энерговыделение во вспышке класса M6.8 с началом в 03:54 UT, которая произошла 29.01.2024 г. в активной области NOAA 13559 с координатами N28°,W86°. Вспышка сопровождалась всплесками жесткого рентгеновского (ЖР) и см радиоизлучения, причем в интегральных потоках ЖР и радиоизлучений, а также УФ-излучении вспышечных лент наблюдались квазипериодические пульсации (КПП) минутного диапазона [1].

В качестве меры энерговыделения нами определено пространственновременное распределение яркости вспышечных лент по изображениям SDO/AIA в канале 1600 Å (рис. 1, слева). Для каждой из лент вводилась координатная система (X,Y), ось Y которой направлена вдоль среднего положения ленты с юга на север. Затем для каждого Y находилось положение и значение максимальной яркости в пределах достаточно широкого интервала X. Таким образом, для каждой из лент получена 2-мерная зависимость яркости B(Y,t). На рис. 1, справа, показано сравнение интегральной яркости лент (красная кривая) и ЖР излучения в полосе 20–50 кэВ по данным ASO-S (зеленая кривая), которое показывает существенную корреляцию этих параметров, в частности корреляцию их КПП минутного диапазона.



Рис. 1.

На рис. 2 показаны пространственно-временные зависимости яркости западной (W) и восточной (E) вспышечных лент по измерениям в канале 1600 Å (вертикальные оси – координаты вдоль лент, Y_W и Y_E , по горизонтальным осям – всемирное время). Как можно видеть, в крупных пространственном и временном масштабах эти зависимости демонстрируют значительные различия.



Рис. 2.

В W-ленте выделяется область высокой яркости размером ≈ 20", которая перемещается вдоль ленты с юга на север, причем внутри этой области имеется более мелкомасштабная структура. В Е-ленте можно выделить 4 области приблизительно того же масштаба, две яркие и две более узкие и

слабые, которые перемещаются в обратном направлении, т.е. с севера на юг, и с меньшей скоростью. Перемещение максимумов яркости вдоль лент можно объяснить распространением возмущений вдоль токового слоя (рис. 3, слева), либо скрученной структурой магнитного поля (рис. 3, справа).



Рис. 3.



Рис. 4.

Рассмотрим теперь мелкомасштабную структуру пространственновременных зависимостей яркости лент, которая, очевидно, ответственна за КПП в их интегральной яркости. Она была выделена путем исключения временного тренда из зависимостей яркости, показанных на рис. 2, при этом исключались периоды более 3 мин. На рис. 4, слева, показаны пространственно-временные зависимости амплитуды A(Y,t) выделенных вариаций минутного диапазона (временное разрешение 4 мин). Из сравнения рис. 4 с рис. 2 можно заключить, что в W-ленте область больших значений A(Y,t) соответствует крупномасштабному распределению яркости, т.е. смещается с юга на север. В Е-ленте соответствие A(Y,t) с крупномасштабным распределением яркости выражено значительно слабее, особенно в южной части ленты, при этом максимум A(Y,t) в целом смещается с юга на север, также как и в W-ленте.

Чтобы получить информацию о фазах минутных вариаций яркости, мы использовали следующий способ. Пусть $B_D(Y, t)$ – яркость ленты (без тренда), а $I_D(t)$ – некоторый сигнал сравнения. Рассчитываем функцию

$$K(Y, t) = \langle B_{D}(Y, t) \cdot I_{D}(t) \rangle_{T} / \langle I_{D}^{2}(t) \rangle_{T}^{1/2}$$

где $\langle \dots \rangle_{\tau}$ – скользящее среднее по *t*. Для квазипериодических вариаций

$$K(Y, t) \approx A(Y, t) \cdot \cos[\Delta \varphi(Y, t)]$$
, где $\Delta \varphi(Y, t) -$ разность фаз $B_D(Y, t)$ и $I_D(t)$.

В качестве сигнала сравнения нами использовался независимо измеренный параметр – интегральный поток ЖР излучения в полосе 20-50 кэВ (см. рис. 1), из которого был удален тренд. Полученные функции K(Y, t) для обеих лент показаны на рис. 4, справа. Сравнение их с левым графиком рис. 4 показывает, что почти повсюду в тех областях, где амплитуда вариаций яркости лент не мала, K(Y, t)>0, т.е. вариации яркости в разных участ-ках лент происходят приблизительно в фазе с вариациями ЖР излучения, и приблизительно в фазе друг с другом. Функции K(Y, t) выявляют еще одну особенность минутных вариаций яркости – признаки их пространственной (вдоль оси Y) модуляции с масштабом $\approx 8''$.

Выводы

Исследование яркости вспышечных лент свидетельствует о структурированности процесса энерговыделения на разных пространственных и временных масштабах. При этом выделяются два основных типа структур: (1) – крупномасштабные структуры в виде перемещающихся вдоль лент "волн" яркости с пространственным масштабом 20–25", причем в восточной и западной лентах их перемещение происходит в противоположных направлениях и с разной скоростью; (2) – вариации яркости минутного диапазона (3 мин и короче), которые проявляются как КПП в интегральной яркости лент, а также в интегральных потоках ЖР и радиоизлучения. Амплитуда минутных вариаций модулируется крупномасштабной "волной", распространяющейся на север, а также пространственной структурой меньшего масштаба ~ 8".

Литература

1. Ерофеев Д.В., Кузьменко И.В. Квазипериодические пульсации в радио и других диапазонах спектра во время солнечной вспышки класса М // Тезисы докладов на всероссийской конференции «Магнетизм и активность Солнца – 2024», 1–5 июля 2024 г., КрАО РАН, https://sun.crao.ru/images/conference/2024/report/Erofeev.pdf

СВЯЗЬ НАПРЯЖЕННОСТИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЦЕНТРЕ ПЯТНА С ПОЛЕМ НА ЕГО ГРАНИЦЕ И ПЛОЩАДЬЮ ПЯТНА

Живанович И.¹, Соловьёв А.А.², Королькова О.А.²

¹Астрономическая обсерватория Белграда, Белград, Сербия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

RELATIONSHIP BETWEEN THE MAGNETIC FIELD STRENGTH AT THE CENTER OF THE SUNSPOT WITH THE FIELD AT ITS BORDER AND THE SPOT AREA

Živanović I.¹, Solov'ev A.A.², Korolkova O.A.²

¹Astronomical observatory of Belgrade, Belgrade, Serbia ²Main (Pulkovo) observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

As a result of processing 59 sunspots, the relationship between magnetic field flux density in the center of the sunspot umbra and magnetic field along the umbra-penumbra boundary of the sunspot and the area of the sunspot's umbra have been obtained. To determine the area of the sunspot's umbra and the value of the magnetic field flux along the umbrapenumbra boundary, two different methods were used. The significant differences in the results from these methods were discussed. It was shown that there is no specific value of the magnetic field at the umbra-penumbra boundary for all sunspots. As additional result, the brightness in the center of the sunspot and at the umbra-penumbra boundary were found.

The work confirms, using a large amount of observational material, an important conclusion about the saturation of the brightness field in the sunspot's umbra with a sufficiently strong magnetic field.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-107-110

В текущей работе получены распределения плотности магнитного потока и яркости в центре солнечного пятна и вдоль границы между тенью и полутенью солнечного пятна. Для корректного сопоставления указанных данных важно использовать синхронные наблюдения. Такую возможность дает инструмент HMI (Helioseismic Magnetic Imager) на борту космического аппарата SDO (Solar Dynamics Observatory) [1–3]. Он позволяет получать одновременные наблюдения карт с плотностью магнитного потока и карт с интенсивностью. Эти данные имеют пространственное разрешение в 1 угловую минуту, что позволяет детально исследовать структуру солнечных пятен, а также мелкомасштабных элементов.

Нами были обработаны 59 солнечных пятен. Для того, чтобы в наблюдательном материале избавиться от различных проекционных эффектов моменты наблюдений выбирались так, чтобы исследуемое солнечное пятно находилось вблизи видимого центрального меридиана. Важно подчеркнуть, что выбираемые солнечные пятна, которые находились на стабильном этапе своего существования. Солнечные пятна, которые сформировались за несколько десятков часов до момента наблюдения, а также те солнечные пятна, которые в течение двух дней перешли в фазу диссипации, нами не использовались. Это обусловлено тем, что в солнечных пятнах, которые находятся на этапе формирования или диссипации, могут происходить различные физические процессы, вызывающие искажения их структуры и магнитного поля, что в данном случае является нежелательным эффектом и не является предметом исследования.

Определение границы между тенью и полутенью пятна делалось как для карт с интенсивностью, так и для карт с плотностью магнитного потока. Для начала из карты целого солнечного диска вырезался фрагмент с исследуемым солнечным пятном, и на этом фрагменте определялась область с максимальным градиентом. Эта область считалась границей тени и полутени солнечного пятна.



Рис. 1.

На рис. 1 белой линией показана граница между тенью и полутенью, которая была получена таким способом для карты интенсивности, а черной линией показан профиль интенсивности, снятый вдоль пунктирной линии. Профиль построен таким образом, чтобы соответствующие значения яркости для границы между тенью и полутенью пятна на этом профиле попадали на определенную с помощью градиента границу. Следующим этапом была определена яркость вдоль полученной границы.

В случае с картами плотности магнитного потока были использованы два метода определения границы между тенью и полутенью солнечного пятна. Первый метод аналогичен тому, который был использован для карт с интенсивностью. Второй использованный метод – это известный метод Отсу [4]. Сравнив эти два подхода, при определении границы на картах с плотностью магнитного потока мы убедились, что метод Отсу здесь работает лучше, чем метод с применением градиента. Это обусловлено тем, что
в данных по магнитному потоку нет достаточно сильного градиента. Это приводит к тому, что максимальный градиент может оказаться не только на границе тень-полутень, но и вдали от неё. Особенно это заметно для крупных солнечных пятен: для них доступно большое количество сложных по структуре своего поля областей с измерениями плотности магнитного потока. В качестве иллюстрации приведем распределение плотности магнитного потока вдоль границы между тенью и полутенью пятна в зависимости от плотности магнитного потока в центре пятна (рисунок 2).



Черными звездочками на рис. 2 показано распределение, для которого граница определялась с помощью градиента. Более светлыми плюсиками на рисунке 2 показано распределение в случае, когда граница определялась с помощью метода Отсу [4]. Видно, что диапазон значений плотности магнитного потока на границе, которая определялась с помощью градиента (черные звездочки на рис. 2) существенно больше в сравнении со значениями, определенными вдоль границы по методу Отсу. Как видим, максимальный градиент на картах с плотностью магнитного потока далеко не всегда расположен на границе между тенью и полутенью. В итоге для дальнейшей работы для определения этой границы на картах с магнитным полем был выбран только метод Отсу.

Следующим шагом было построение диаграммы яркость – плотность магнитного потока для разных частей солнечного пятна. Метод построения такой диаграммы для меньшей выборки солнечных пятен был описан в работах [5, 6]. Итоговая диаграмма для выборки из 59 солнечных пятен, которые были использованы в текущей работе, представлена на рисунке 3.

На рисунке 3 черными точками показаны пары значений «яркость – плотность магнитного потока», горизонтальной пунктирной линией показано такое значение яркости, меньше которого она не снижается. Отчетли-

во виден эффект насыщения, когда при дальнейшем увеличении магнитного поля яркость уже не падает. Важным отличием этого распределения от



того, что было представлено нами в работах [5, 6] состоит в том, что при большей выборке пятен уже не наблюдается эффект разделения диаграммы на 3 области при относительно слабом поле, хотя общий ход зависимости сохраняется и четко подтверждает известную идею Бирмана о том, что достаточно сильное вертикальное магнитное поле в пятне полностью подавляет в его тени конвективный перенос тепла.

- 1. Pesnell W., Thompson B., Chamberlin P. // Solar Physics, 2012, V. 275, p. 3-15.
- 2. Schou J., Scherrer P., Bush R., et al. // Solar Physics, 2012, V. 275, p. 229-259.
- 3. Hoekosema J.T., Yang Liu, Hayashi Keiji, et al. // Solar Physics, 2014, V. 289, p. 3483-3530
- 4. Otsu N. // IEEE Transactions on Systems, Man, Cybernetics, 1979, V. 9, №1, p. 62-66.
- 5. Zhivanovich I., Solov'ev A.A., Efremov V.I., Miller N.O. // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, V. 60, Issue 7, p. 865-871.
- 6. Живанович И., Соловьёв А.А. // Труды всероссийской ежегодной конф. «Солнечная и солнечно-земная физика-2019», 2019, р. 169-172.

ИССЛЕДОВАНИЕ УДЕЛЬНЫХ ПОТОКОВ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ РАЗНЫХ МАГНИТО-МОРФОЛОГИЧЕСКИХ КЛАССОВ

Жукова А.В., Абраменко В.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

ANALISYS OF SPECIFIC MAGNETIC FLUXES FOR ACTIVE REGIONS OF DIFFERENT MAGNETO-MORPHOLOGICAL CLASSES

Zhukova A.V., Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The data from the catalog of magneto-morphological classes (MMC) of active regions (ARs) of the Crimean Astrophysical Observatory (https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmcars) were used to study the total specific (per one carrier) magnetic flux of Ars. The 3047 Ars that appeared on the disk from May 1996 to December 2020 were distributed between subsets of the regular bipolar Ars (classes A1 and A2), the irregular bipolar Ars (class B 1), irregular multipolar Ars (classes B2 and B3), unipolar sunspots (class U). It is shown that the specific flux of the regular Ars varies slightly with the cycle and drops to the lowest values only in the cycle minimum. The flux of the irregular Ars demonstrate a progressive increase and reaches its highest values in the second maximum of the cycle and at the beginning of the descending phase. The total specific flux of the most complex Ars (classes B2 and B3) is 2–4 times higher than the flux of simple bipolar Ars (class A1) in the maximum of the cycle, which may be due to the manifestation of turbulence in the convection zone. For the irregular Ars, the multipeak structure of the time profile may be related to the quasi-biennial periodicity of the solar activity.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-111-114

Классические модели магнитного цикла основываются на эмпирических законах, установленных для групп солнечных пятен [1, 2] и предполагают появление на диске Солнца активных областей (AO) с определенными параметрами. Однако некоторые AO нарушают известные закономерности и не могут быть объяснены в рамках существующих моделей. Исследование AO с нарушениями может представлять интерес для прояснения особенностей работы солнечного динамо. Согласно недавним исследованиям, AO сложной магнитной конфигурации определяют экстремальную вспышечную активность и протонные события [3–5], демонстрируют сильный магнитный поток, достигающий наибольших значений во втором максимуме цикла [6, 7] и характеризующийся значительной северо-южной (N-S) асимметрией [8, 9].

В данной работе мы исследовали суммарный удельный (приходящийся на один носитель) магнитный поток АО. Следует отметить, что данные о магнитном потоке относятся к «генеративным индексам» солнечной активности и более полно отражают работу солнечного динамо [6, 10]. Нами были использованы данные о магнитном потоке 3047 АО, появлявшихся на диске с мая 1996 по декабрь 2021 гг., содержащиеся в каталоге магнитоморфологических классов (MMK) AO КрАО (https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmc-ars). Все АО были распределены между следующими классами: А – регулярные биполярные АО (выполняющие закон полярностей Хейла, закон Джоя, правило о доминировании лидирующего пятна [1, 2]); В – нерегулярные АО (с нарушениями эмпирических закономерностей); U – одиночные пятна. Каждый из ММК классов содержит подмножества, детальное описание которых приведено в работах [3, 7]). Для АО каждого ММК класса на основе вычисленного нами суммарного магнитного потока за оборот был определен удельный магнитный поток.

На рис. 1 представлены циклические вариации удельного магнитного потока АО двух основных ММК классов – регулярных и нерегулярных АО. Поток регулярных АО (толстая темно-серая линия) состоит из потока наиболее простых биполярных групп (А1) и биполей, включающих сравнительно небольшие дополнительные образования, например, дельтаструктуры, (А2). Нерегулярные АО класса В (светло-серая линия) включают биполи с одним или несколькими нарушениями (В1), а также крупные дельта-структуры и разновидности сложных многополярных групп (В2, В3). Ход цикла иллюстрирует тонкая черная линия для площадей групп солнечных пятен, полученная по данным USAF/NOAA Solar Region Summary (http://solarcyclescience.com/activeregions.html). Все данные сглажены методом скользящего среднего за 13 оборотов.



Рис. 1.

Удельный поток регулярных АО (рис. 1, толстая темно-серая линия) образует подобие плато, захватывающее не только оба максимума каждого цикла, но также значительную часть фазы подъема и фазы спада. В минимуме цикла и его ближайших окрестностях наблюдается почти полное прекращение активности, что показывает связь регулярных АО с действием глобального динамо. Приблизительно одинаковый уровень активности на протяжении остального времени может свидетельствовать о равномерности работы динамо в ходе цикла. Профиль удельного потока нерегулярных АО (толстая светло-серая линия) существенно отличается от профиля регулярных групп (общим является только падение активности в минимуме цикла). Поток нерегулярных АО с циклом существенно растет и достигает наибольших значений во втором максимуме и в начале фазы спада цикла. Это говорит о появлении самых мощных АО с нарушениями магнитной структуры и согласуется с результатом работ [3–5], показавших связь нерегулярных АО наиболее сложной магнитной конфигурации со вспышками наивысших рентгеновских классов М и Х, а также с сильными протонными событиями, случающимися в указанном временном интервале. Полученные тренды согласуются также с результатами работ [6, 7], где было показано, что при разнице в количестве (регулярные АО составляют около половины, а нерегулярные – около трети исследованных групп), в максимуме цикла совокупный магнитный поток АО этих ММК классов сопоставим; при этом второй максимум цикла формируется преимущественно за счет магнитного потока именно нерегулярных групп [6, 7]. Интересны также признаки многопиковой структуры цикла, которые прослеживаются в профиле удельного потока нерегулярных АО и показывают периодичность приблизительно около двух лет.

Описанная выше разница в профилях регулярных и нерегулярных АО позволяет предположить разное происхождение этих структур. Для более детального исследования мы выделили два крайних случая: самые простые биполярные группы класса А1 (отвечающие классическим моделями магнитного цикла и, по-видимому, целиком обусловленные действием глобального динамо) и совокупность самых сложных многополярных АО классов В2 и В3 (представляющих собой предельный случай, отражающий работу турбулентной составляющей динамо, которая искажает произведенное глобальным динамо поле). Ранее было показано [6, 7], что магнитный поток самых простых биполей А1 и поток совокупности АО наиболее сложных классов В2, В3 формируют два максимума цикла в разной мере. Циклические вариации удельного потока групп этих ММК классов (рис. 2) показывают, что наиболее высокие пики нерегулярных АО (толстая светло-серая линия) приходятся именно на второй максимум и на начало фазы спада. В целом же удельный поток нерегулярных АО превышает поток регулярных групп в 2-4 раза в максимуме цикла. Заметим также, что в максимуме цикла ранее была обнаружена сильная N-S асимметрия нерегулярных AO [8, 9].



Рис. 2.

Как результат, изучение удельного потока АО показало следующее.

1. Удельный поток нерегулярных АО в ходе цикла растет и достигает наиболее высоких значений во втором максимуме и в начале фазе спада (профиль потока регулярных АО показывает подобие плато).

2. Совокупный удельный поток самых сложных групп В2 и В3 выше потока простых биполярных АО в 2–4 раза в максимуме цикла, что может быть связано с проявлением турбулентности конвективной зоны.

3. Многопиковая структура профиля нерегулярных АО может быть связана с квазидвухлетней периодичностью солнечной активности.

- 1. Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., Joy, A.H. // Astrophys. J., 1919, 49, 153.
- 2. Van Driel-Gesztelyi L., Green L.M. // Liv. Rev. Solar Phys., 2015, 12, 1.
- 3. Abramenko V.I. // MNRAS, 2021, 507, 3698.
- 4. Kashapova L.K., Zhukova A.V., Miteva R., et al. // Geomag. Aeron., 2021, 61, 1022.
- 5. Suleymanova, Miroshnichenko, Abramenko. // Solar Phys., 2024, 299, id.7.
- 6. Abramenko V.I., Zhukova A.V., Kutsenko A.S. // Geomag. Aeron., 2018, 58, 1159.
- 7. Abramenko V.I., Suleymanova R.A., Zhukova A.V. // MNRAS, 2023, 518, 4746.
- 8. Zhukova A.V., Abramenko V.I., Suleymanova R.A. // Geomag. Aeron., 2024, 64, 10.
- 9. Zhukova. // MNRAS, 2024, 532, 2032.
- 10. NagovitsynY.A., Osipova A.A., Nagovitsyna E.Y. // Sol. Phys., 2021, 296, 32.
- 11. Zhukova A.V., Sokoloff, D.D., Abramenko, V.I., Khlystova, A.I. Adv. Space Res., 2023, 71, 1984.

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ЭВОЛЮЦИИ МАГНИТНОГО КОМПЛЕКСА АКТИВНОСТИ, ВКЛЮЧАЮЩЕГО АО NOAA 11944 И NOAA 11946, ПРИ ЕГО ПРОХОЖДЕНИИ ПО ДИСКУ СОЛНЦА

Загайнова Ю.С.¹, Обридко В.Н.¹, Файнштейн В.Г.², Руденко Г.В.²

¹Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, Троицк, Россия ²Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия

ON SOME FEATURES OF THE EVOLUTION OF THE MAGNETIC ACTIVITY COMPLEX INCLUDING AR NOAA 11944 AND NOAA 11946 AS IT PASSES ACROSS THE SOLAR DISK

Zagainova Yu.S.¹, Obridko V.N.¹, Fainshtein V.G.², Rudenko G.V.²

¹N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the RAS, Moscow, Troitsk, Russia ²Institute of Solar-Terrestrial Physics of the SB of the RAS, Irkutsk, Russia

The evolution of the properties of a magnetic activity complex (MAC) was studied as it passed across the solar disk at the period (03-12).01.2014. The MAC consisted of two magnetically linked active regions (AR): AR NOAA 11944 of S-hemisphere and NOAA 11946 of N-hemisphere. It was revealed that during the period (04.01-10.01) leading sunspots of these AR were linked by loop structures in the UV range and connected by magnetic field lines passing through the solar equator. Also during the analyzed period various forms of solar activity were recorded in the MAC. We constructed the time dependences of unsigned magnetic fluxes F(t) of sunspot umbrae separately for each polarity for each AO and for sunspot umbrae of MAC. The change in magnetic flux F(t) over time is compared with the change in the total area of sunspot umbrae S(t). Differences in the nature of the change in F(t) and S(t) in the period 10.01-12.01 are found.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-115-118

Введение

При анализе солнечных явлений уже много лет используется такое понятие, как Комплекс Активности (КА). Разные группы исследователей в разное время вкладывали в это понятие разный смысл. В монографии [1] перечислены работы, в которых использовался термин КА, где под КА предложено понимать совокупность нескольких активных областей (АО), объединенных общим магнитным полем, наблюдаемых на Солнце в течение многих оборотов. КА отводится роль основных звеньев цепи, связывающие локальные поля с глобальной организацией солнечной активности и общим магнитным полем Солнца. Язев С.А. [2] дал следующее определение КА – это долгоживущие магнитные образования, представляющие собой физические системы из АО, одновременно и последовательно возникающих поблизости друг от друга. Показано, что для КА характерно длительное пятно-образование в одном и том же месте солнечной поверх-

ности на протяжении нескольких солнечных оборотов, где последовательно и одновременно возникает серия АО, объединенных единым магнитным полем. В работе [3] дан обзор эволюции понятия КА и предложена новая концепция глобальных комплексов активности (ГКА) на Солнце, объединяющих в рамках единого понятия объекты глобальных и локальных полей. ГКА включает в себя не только АО, но и корональные дыры. В работе [4] введено понятие магнитного комплекса активности (МКА) – это часть ГКА, включающая одновременно длительно (от нескольких дней до ~ ½ оборота Солнца) наблюдаемые на поверхности Солнца АО с группами пятен, тени которых связаны силовыми линиями магнитного поля. В данной работе исследована эволюция свойств МКА при его прохождении по диску Солнца (03–12).01.2014. МКА состоял из двух магнитно-связанных АО: АО NOAA 11944 в Южном полушарии и NOAA 11946 в Северном полушарии Солнца. Выявлено, что в период (04.01-10.01) головные пятна этих АО были соединены силовыми линиями магнитного поля через солнечный экватор.

Данные и методы их анализа

1) По данным наблюдений SOHO и SDO выделялись корональные петельные структуры, связывающие АО. 2) Находились силовые линии магнитного поля с основаниями в тени пятен, связанных петельными структурами АО, из расчетов магнитного поля над поверхностью Солнца по данным инструмента SOLIS (NSO) в потенциальном приближении с помощью оригинальной программы с использованием Bd-технологии в рамках модели «потенциальное поле – поверхность источника» [5]. Определяли даты, когда АО в МКА связаны силовыми линиями поля. 3) Определяли по данным GOES и HESSI Flare List характеристики солнечных вспышек в МКА https://hesperia.gsfc.nasa.gov/hessidata/dbase/hessi flare list.txt И каталога SolarMonitor https://solarmonitor.org/index.php?date=20140107. 4) Анализировали появление корональных выбросов массы (КВМ) в МКА с использованием каталогов KBM https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME list/HALO/ и «гало» КВМ https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME list/. 5) Определяли в зависимости от времени суммарную площадь тени пятен МКА по данным SDO/AIA http://jsoc.stanford.edu/ajax/exportdata.html и параметры магнитного поля α(t), B(t) в тени солнечных пятен МКА с использованием векторных измерений поля SDO/HMI http://jsoc.stanford.edu/ajax/exportdata.html, здесь а угол между направлением вектора магнитной индукции В и направлением положительной нормали к поверхности Солнца **n**, $B = |\mathbf{B}|$. Проблема π неопределенности направления поперечной компоненты магнитного поля решалась с помощью метода, предложенного в работе [5].

Результаты

На рис. 1 показан анализируемый МКА для трех соседних моментов времени.



Рис. 1. Иллюстрация МКА вблизи центрального меридиана для трех моментов времени. Ниже экватора АО NOAA 11944, выше – АО 11946. Областям белого цвета соответствует положительная полярность радиального магнитного поля, темным областям отрицательная полярность радиального магнитного поля. Кривые черные линии – рассчитанные силовые линии магнитного поля.

Мы исследовали изменение со временем следующих свойства МКА при его прохождении по диску Солнца (см. рис. 2): 1) магнитного потока из тени пятен каждой полярности в каждой АО в МКА; 2) полного магнитного потока из тени всех пятен МКА F(t); 3) площади тени всех пятен MKA S(t); 4) количество и характеристики солнечных вспышек в мягком и жестком рентгеновском диапазонах; 5) количество и характеристики «гало» и лимбовых КВМ с источниками в МКА. Отметим, что в предыдущий и в последующие обороты Солнца этот МКА не наблюдался, поэтому по виду зависимостей на рис. 2. выделили 3 этапа: этап зарождения до ~06.01, этап пика развития и завершающий этап после ~09.01. Видна хорошая корреляция между исследуемыми параметрами на большом интервале времени с 04.01 по (9-10).01. Далее соответствие установить сложно: при монотонном падении F(t), на зависимости S(t) видны три максимума. Сравнивая F(t) и S(t) после 9.01 и учитывая формулу для магнитного потока, можно предположить, что на завершающем этапе, и/или происходит уменьшение/дробление крупных пятен (S>10 МДП); и/или появляется новая выборка большого числа малых пятен (S≤10 МДП); и/или происходит изменение конфигурации магнитного поля в МКА, когда силовые линии поля более прижаты к поверхности Солнца, что характерно для слабых полей.



Рис. 2. Изменение со временем суммарного магнитного потока из тени всех пятен МКА и площади S(t) тени всех пятен МКА в период (03 – 11).01.2014. Заштрихованы участки графиков, где из-за проекционных эффектов велика погрешность определения значений исследуемых параметров в тени пятен.

На рис. 3 показано изменение со временем F(t) в тени пятен каждой полярности отдельно для каждой АО МКА. Из рис. 3 следует, что F(t) в

каждой группе пятен немонотонно возрастает, достигает максимального значения и, затем, уменьшается. Обращает на себя внимание поведение F(t) в замыкающих пятнах АО 11944, где магнитный поток раньше, чем в других случаях, достигает максимального значения, а затем уменьшается, выходя на квази-плато. Отметим также, что в АО 11946 в период с ~(8–10).01 поток $F_{1946F}(t)$ из тени замыкающих пятен принимает бо́льшие значения, чем $F_{1946L}(t)$ из ведущих пятен этой АО. Похоже, преимущественно в замыкающих частях АО МКА происходят значимые трансформации пятен, определяющие ход F(t) и S(t), особенно на завершающем этапе.



Рис. 3. Верхний график построен для AO 11946, нижний график – для AO 11944. Вертикальными линиями отмечены моменты солнечных вспышек в жестком рентгеновском диапазоне. Треугольники относятся к головным пятнам, круги – к замыкающим пятнам.

За период наблюдений (03-12).01.2014 года в МКА было зарегистрировано множество солнечных вспышек с разным рентгеновским баллом, но, преимущественно, класса С. Мощные вспышки с баллом Х зарегистрированы не были. В жестком рентгеновском диапазоне в МКА зарегистрировано не менее 206 вспышек различной мощности, причем частота их появлений зависит от этапа развития МКА. Так, отметим увеличение плотности вертикальных линий на рис. 3, т.е. числа вспышек, начиная с 09.01. Это можно интерпретировать так, что в МКА на завершающем этапе происходят частые магнитные пересоединения, причем мелкомасштабные. А 08.01 есть период, когда вспышек вообще не было, и этот период приходится на максимум значений магнитного потока, т.е. на пик развития МКА. КВМ типа «гало» в МКА зарегистрированы не были. Однако наблюдались два гало-КВМ со вспышками М и Х класса вблизи нейтральной линии между МКА и АО 11943, т.е. не в МКА, а в ГКА. При нахождении МКА вблизи солнечного лимба наблюдалось относительно немного лимбовых КВМ.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Науки и Высшего Образования Российской Федерации.

- 1. Обридко В.Н. Солнечные пятна и комплексы активности. М., Наука. 1985.
- 2. Язев С.А. Автореферат диссертации на соискание ученой степени д. ф.-м. н., специальность 01.03.03, Иркутск, 2012, 23 с.
- 3. Обридко В.Н., Б.Д. Шельтинг // Астрономический Журнал, 2013, Т. 90, №10, р. 857.
- 4. Загайнова Ю.С., В.Г. Файнитейн, В.Н. Обридко, Г.В. Руденко // Астрономический журнал, 2022, Т. 99, № 2, с. 1005.
- 5. Rudenko G.V. // Solar Phys., 2001, V. 198, p. 5.
- 6. Rudenko G.V. and S.A. Anfinogentov // Solar Phys., 2014, V. 289, p. 1499.

КРИТИЧЕСКИЕ ТОКИ В КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПЕТЛЯХ

Зайцев В.В., Симонова Т.В.

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

CRITICAL CURRENTS IN CORONAL MAGNETIC LOOPS

Zaitsev V.V., Simonova T.V.

Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nighny Novgorod, Russia

The condition of equilibrium of coronal magnetic loops with electric currents (generalized Bennett criterion) is investigated. Cases of current closure through the loop surface and through the photosphere are considered. The loop model is presented in the form of a thin axially symmetric magnetic tube. It is shown that for the studied models there is a minimum (critical) current at which a stationary loop structure can exist. The dependence of the critical current on the magnitude of the magnetic field at the base of the loop is obtained. The value of the current inside the loop can become lower than the critical value as a result of a flare process accompanied by injection of chromospheric plasma and an increase in gas pressure inside the loop. This leads to a violation of the loop equilibrium, in particular, to the excitation of oscillations of the loop height.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-119-122

1. Введение

Основным структурным элементом солнечной короны являются плотные магнитные петли, которые содержат значительную часть ее массы и играют существенную роль в общей картине солнечной активности. Обычно различают несколько разновидностей корональных магнитных петель. Так называемые «теплые» петли наблюдались на спутнике TRACE в ультрафиолетовых линиях 171, 195, 284 Å [1], их температура составляла ≈ 1–2 МК, концентрация ≈ 10^9 см⁻³, толщина ≈ 7 × 10^8 см и средняя длина $\approx 7 \times 10^9$ см. «Горячие» рентгеновские петли наблюдались спутником Yohkoh [2], средняя температура плазмы составляла около 5 МК, кон-центрация $\approx (1 \div 3) \times 10^{10}$ см⁻³, толщина $\approx 9 \times 10^8$ см., а среднее значение магнитного поля ≈ 100 Гс. Корональные магнитные петли отличаются повышенными значениями концентрации плазмы и магнитного поля по сравнению со значениями в окружающей короне. Большинство петель обладает неизменной толщиной в короне, несмотря на значительные изменения с высотой внешнего давления корональной плазмы. Этот факт свидетельствует о наличии в таких петлях электрических токов, компенсирующих внутреннее давление петель за счет пинч-эффекта [3]. Исследование условий равновесия и разрушения корональных магнитных петель имеет важное практическое значение так как, например, при разрушении петель во время солнечных вспышек в межпланетную среду вырывается горячая плазма и быстрые частицы, ускоренные в процессе вспышки. Этот процесс

влияет на состояние космической погоды и окружающего межпланетного пространства. В данной работе рассмотрены условия равновесия корональных магнитных петель с электрическим током и определены граничные значения токов, при которых нарушается равновесное состояние петельной структуры. Рассмотрены случаи замыкания токов через фотосферу, а также через поверхность петли.

2. Магнитные петли с электрическим током

В качестве модели магнитной петли рассматривается тонкая (радиус поперечного сечения a(z) мал по сравнению с длиной петли) магнитная трубка с координатой z, направленной вдоль оси петли. Предполагается, что трубка аксиально симметрична, т.е. в локальной цилиндрической системе координат r, z, φ все величины не зависят от координаты φ . Из уравнения равновесия магнитной петли с током

$$-\nabla p + \frac{1}{c}\boldsymbol{j} \times \boldsymbol{B} + \rho \boldsymbol{g} = 0 \tag{1}$$

получаем следующее условие равновесия петли по локальной радиальной координате:

$$r^{2}\left(\frac{dp}{dr} + \frac{1}{8\pi}\frac{dB_{z}^{2}}{dr}\right) + \frac{1}{8\pi}\frac{d(rB_{\varphi}^{2})^{2}}{dr} = 0.$$
 (2)

Здесь давление p внутри петли описывается барометрической зависимостью от высоты h(z) для каждой координаты z вдоль оси петли, а компоненты электрического тока j_{φ} , j_z связаны с соответствующими компонентами магнитного поля соотношениями

$$j_{\varphi} = -\frac{c}{4\pi} \frac{\partial B_z}{\partial r}, \quad j_z = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{r} \frac{\partial (rB_{\varphi})}{\partial r}.$$
 (3)

Электрический ток генерируется электродвижущей силой, возникающей в результате взаимодействия фотосферной конвекции и магнитного поля в основании трубки [3]. В зависимости от конкретных условий ток в эквивалентной электрической цепи может замыкаться либо через фотосферу (рис. 1а), либо через внешнюю поверхность магнитной петли (рис. 1б) [4].



Рис. 1.

Для магнитных петель с током, замыкающимся через фотосферу, т.е. при отсутствии поверхностного тока, из уравнений (2), (3) получаем сле-

дующее условие равновесия плазменной трубки с продольным магнитным полем

$$\int_{0}^{a(z)} \left(p + \frac{B_{z}^{2}}{8\pi} \right) 2\pi r dr = \frac{I_{z}^{2}}{2c^{2}}, \tag{4}$$

являющееся обобщением известного критерия Беннета [5] для равновесия плазменного столба при отсутствии магнитного поля. Для магнитных петель с током, замыкающимся через внешнюю поверхность петли, в правой части уравнения (4) появляется дополнительное слагаемое, связанное с поверхностным током:

$$\int_{0}^{a} \left(p + \frac{B_{z}^{2}}{8\pi} \right) 2\pi r dr = \frac{l_{z}^{2}}{2c^{2}} + \frac{\pi}{c} \int_{a}^{\infty} j_{zb} B_{\varphi b} r^{2} dr,$$
(5)

где j_{zb} и $B_{\varphi b}$ – плотность поверхностного тока и связанная с ним компонента азимутального магнитного поля, соответственно. Можно показать, что это дополнительное слагаемое имеет такую же величину, как и правая часть уравнения (4). Таким образом, сила Ампера, обеспечивающая равновесие магнитной трубки, при замыкании тока через поверхность увеличивается в два раза. Учитывая, что значение интеграла в левых частях уравнений (4), (5) не зависит от деталей распределения давления и продольной компоненты магнитного поля по сечению трубки, будем считать эти распределения равномерными. В результате получим следующее уравнение для радиуса a(z) в случае замыкания тока через поверхность корональной магнитной петли:

$$a^{4}(z)8\pi p(z) - \frac{8 l_{z}^{2}}{c^{2}} a^{2}(z) + \Phi_{z}^{2}(z) = 0, \qquad (6)$$

где p(z) и Φ_z определяются формулами $p = p_0 \exp\left(-\frac{h(z)}{H}\right), H = \frac{k_B T}{m_i g},$ $B_z(z)a^2(z) = B_z(0)a^2(0) = \Phi_z.$ Из решения уравнения (6)

$$a^{2}(z) = \frac{\frac{8I_{z}^{2}}{c^{2}} \mp \sqrt{\frac{64I_{z}^{4}}{c^{4}} - 32\pi p \Phi_{z}^{2}}}{16\pi p}$$
(7)

следует, что для существования стационарной магнитной петли в солнечной короне электрический ток в петле должен превышать критическое значение, $I_z > I_{z,cr}$, где

$$I_{z,cr} = c \left(\frac{1}{2}\pi p \Phi_z^2\right)^{1/4}.$$
 (8)

При замыкании тока через фотосферу соответствующее критическое значение тока больше величины (8) в 4^{1/4} раз, что связано с уменьшением силы Ампера, уравновешивающей внутреннее давление. Критическое значение электрического тока (8) можно выразить через азимутальную компоненту магнитного поля $B_{\varphi,cr}(a) = \frac{2I_{z,cr}}{ca}$. В результате условие (8) перепишется в виде $B_{\varphi,cr}^2(a) = (8\pi p B_z^2)^{1/2}$, т.е. необходимая для равновесия

минимальная плотность энергии непотенциального магнитного поля, генерируемого продольным током, пропорциональна среднему геометрическому от плотности энергии плазмы и потенциальной компоненты магнитного поля.



На рис. 2 представлена зависимость критического тока (8) от величины магнитного поля $B_z(0)$ в основании петли для «теплых» петель (рис. 2a) и «горячих» петель (рис. 2б). В заштрихованной области значение тока меньше критического, и стационарное решение отсутствует. Нарушение стационарности может сопровождаться изменением высоты петли в плавном, либо в колебательном режиме [6, 7], а также разрушением петли.

Работа выполнена в рамках Госзадания FFUF-2023-0002 и поддержана Грантом №24-1-1-97-1 Фонда развития теоретической физики и математи-ки «БАЗИС».

- 1. *Ashwanden M.J., Nightingale R.W.* Elementary loop structures in the solar corona analized from TRACE triple-filter images // Astrophys. J. 2005. V. 633. P. 499-517. DOI:10.1086/452630
- 2. Kano R., Tsuneta S. Scaling law of solar coronal loops obtained with YOHKOH // Astrophys. J. 1995. V.454. P. 934-944. DOI:10.1086/176547
- 3. Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V. On the Constancy of the Width of Coronal Magnetic Loops // Geomagnetism and Aeronomy, 2017, V. 57, No. 7, P. 841-843. DOI: 10.1134/S001679321707026X
- 4. *Melrose D.B.* Neutralized and Unneutralized Current Patterns in the Solar Corona // ApJ. 1991, 381: 306-312. DOI:10.1086/170652
- 5. *Bennett, W.H.* Self-Focusing Streams // Phys. Rev. 1955, 98, 1584. DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRev.98.1584.
- Melnikov V.F., Meshalkina N.S. Expansion and Compression of a Flare Loop System during the Flare on January 15, 2022 According to Ultraviolet and Microwave Data // Geomagnetism and Aeronomy, 2023, V. 63, Issue 7, P. 1054-1061. DOI:10.1134/S0016793223070162.
- Zaitsev V.V., Stepanov A.V. Diagnostics of Flare Loop Parameters in Shrinkage and Ascent Stages Using Radio, X-ray, and UV Emission // Universe, 2023, 9, 261. https://doi.org/10.3390/universe9060261

БЫСТРЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ ПРЕДВЕСТНИКИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Зайцев В.В.¹, Степанов А.В.²

¹Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

FAST SOFT X-RAY PRECURSORS OF SOLAR FLARES

Zaitsev V.V.¹, Stepanov A.V.²

¹Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia ²Pulkovo Observatory, Saint Petersburg, Russia

The origin of SXR precursors before the flare impulsive phase indicating the fast (~10 s) heating of the foot-points of magnetic loops to $T \approx 10-15$ MK is studied. It is shown that the Joule heating rate exceeds the steady-state heating rate of the corona by 4–5 orders of magnitude. We assume that pre-flare heating is associated with a sharp increase in the electric current driven by the Rayleigh-Taylor instability in the chromospheric foot-points of the loops. It is shown when the pulse of electric current exceeds 10^{12} A, the Joule heating rate of the chromosphere prevails over the ionization rate. In this case a large relative density of neutrals retains in the precursor, $n_a/n \sim 10^{-5}$, which is more than two orders of magnitude greater as compared to the steady-state corona. This ensures rapid heating of the precursor due to an increase in the rate of the Joule dissipation under the Cowling resistivity associated with the ion-atom collisions.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-123-126

Введение

В [1] показано, что перед импульсной фазой вспышки хромосферные основания корональных магнитных петель нагреваются до температуры T = 10-15 МК за время ~10 с, после чего появляется вспышка в жестком рентгеновском излучении. Предвспышечный нагрев, следовательно, не связан со столкновительным нагревом активной области нетепловыми электронами, что противоречит «стандартной» модели вспышек. Аналогичный результат на примере 13 событий был получен в [2]. Мера эмиссии излучающих оснований петель по данным GOES $n_e n_i V \approx 10^{47} cm^{-3}$ [1]. При объёмах оснований петель $V \approx 5 \cdot 10^{23} - 10^{24} \text{ cm}^3$ это приводит к плотности плазмы в области предвестников $n \approx (3,0$ оценке 4,5).10¹¹см³, характерной для хромосферы. Мы предполагаем, что предвспышечный нагрев связан с резким возрастанием продольного электрического тока (компоненты B_{φ} магнитного поля петли) при развитии в основании петель неустойчивости Рэлея-Тейлора [3]. Импульс продольного электрического тока большой амплитуды «остается» в хромосфере в течении времени $\tau_A \approx l/V_A \approx 5 - 10 c$, где $l \approx (1 - 5) \cdot 10^7$ см – протяженность по высоте области неустойчивости Рэлея-Тейлора, V_A - скорость Альфвена в хромосфере. За это время ток нагревает хромосферное основание до

T ~ $10^7 K$, формируя рентгеновский предвестник вспышки. За время $\tau_A \approx 5 - 10 c$ импульс продольного электрического тока покидает область неустойчивости в виде нелинейной альфвеновской волны с индукционным электрическим полем, ускоряющим электроны до энергий, достаточных для формирования источника жесткого рентгеновского излучения вспышки [3]. Таков возможный сценарий возникновения вспышки с предвестником. Рассмотрим условия, при которых происходит нагрев хромосферы электрическим током до *T* ≥10 MK за 10 с.

Импульсный нагрев хромосферы

Оценим время нагрева оснований магнитной петли электрическими токами до температуры $T \ge 10^7 K$. Скорость нагрева с учетом проводимостей Спитцера и Каулинга представим в виде [4]

$$q_J = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 j_z^2 B_{\varphi}^2}{(2-F)c^2 n m_i v_{ia}'}, \quad F = \frac{n_a}{n+n_a}, \quad v_{ia}' = 10^{-11} F(n+n_a) T^{1/2}, \quad (1)$$

причем первым слагаемым в формуле для q_J можно пренебречь и считать $n_a \ll n$. При оценке времени нагрева пренебрежем радиационными потерями (рассматривается область высоких температур), а также теплопроводностью вдоль петли, так как она подавлена значительной азимутальной компонентой магнитного поля, связанной с продольным током. Из (1) следует, что при заданных значениях T, плотности плазмы n и радиуса петли в области предвестника r_0 , время нагрева зависит от величины тока и относительной концентрации нейтралов F. Предположим, что при $T > 10^6 K$ относительная концентрация нейтралов зависит от температуры так же, как в условиях квазистационарной короны, т.е. $F \approx \frac{0.15}{T}$ [5]. Из уравнения теплового баланса

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{\partial p}{\partial t} = 2,6 \cdot 10^{-9} \frac{I^4}{n^2 r_0^6 T^{3/2}}, \quad p = 2k_B nT, \quad \gamma = \frac{5}{3}$$
(2)

получаем зависимость температуры от времени

$$T^{5/2} - T_0^{5/2} = 3,25 \cdot 10^{-9} (\gamma - 1) \frac{I^4}{k_B n^3 r_0^6} t.$$
(3)

Из (3) находим время нагрева хромосферных оснований $t_H \approx 10^4 c \sim 3$ часов до температуры $T \ge 10^7 K$ при токе $I = 10^{12} A$, $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $r_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ см}$. В [6] время нагрева магнитных трубок диссипацией тока на высотах 1000-1500 км было оценено как $\sim 10^3 \cdot 10^4$ с. Такое большое время нагрева при $I = 10^{12} A$ означает, что нельзя пользоваться формулой относительной концентрации нейтралов для квазистационарной короны, а нужно учитывать импульсный характер нагрева и нестационарный процесс ионизации. Скорость изменения плотности электронов в плазме при ионизации нейтральных атомов электронным ударом можно оценить из уравнения

$$\frac{dn}{dt} = nn_a < \sigma v_e >. \tag{4}$$

Величина сечения ионизации атома водорода $\sigma \approx 2 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$ [6] при $T \approx 10^7 K$ (тепловая скорость электронов $v_e \approx 1,26 \cdot 10^9 \text{ см/с}$). Наблюдаемое время нагрева плазмы предвестника электрическим током $\tau_H \approx 10$ с. За это время плазма в основании петли ионизуется, сохраняя определенное количество нейтралов. Концентрацию нейтралов на стадии нагрева можно оценить из уравнения (4):

$$n_a \approx \frac{\frac{dn}{dt}}{n < \sigma v_e >} \approx \frac{1}{\tau_H < \sigma v_e >} \approx 4.10^6 \text{cm}^{-3}$$
(5)

При плотности плазмы в области генерации предвестника $n \approx 4 \cdot 10^{11}$ см⁻³ [1] относительная концентрацию нейтралов $F = n_a/n = 10^{-5}$. Это значение существенно превышает относительную долю нейтралов в короне при $T = 10^7 K$ ($F \approx 0.15/T \approx 10^{-8}$). Причина этого различия заключается в том, что при импульсном включении достаточно большого электрического тока темп нагрева больше темпа ионизации (ионизация не успевает за нагревом). Поэтому, когда импульс тока «убегает» из области предвестника вспышки в виде нелинейной альфвеновской волны [3], остаточная концентрация нейтралов в этой области остается относительно большой.

Оценим ток, необходимый для нагрева предвестника до $T \approx 10^7 K$ за время $\tau_H \approx 10 c$ при содержании нейтралов $F \approx 10^{-5}$. Из уравнения

$$\frac{1}{\gamma - 1}\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{F^2 j_Z^2 B_{\varphi}^2}{(2 - F)c^2 n m_i v_{ia}'} \tag{6}$$

получаем формулу для времени нагрева

$$\tau \approx \frac{1.6 \cdot 10^{-8} n^3 r_0^6 T^{\frac{3}{2}}}{F I^4} \quad \text{c,} \tag{7}$$

из которой следует, что для области с $n = 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $r_0 = 3 \cdot 10^7 \text{ см}$, $F = 10^{-5}$ нагрев плазмы до $T \approx 10^7 K$ за время $\tau_H \leq 10$ с возможен при токах $I \geq 1,5 \cdot 10^{12} A$. Такие значительные величины электрических токов наблюдаются в предвестниках вспышек [8]. Поскольку в (7) время нагрева $\sim I^{-4}$, быстрые рентгеновские предвестники при токах $I < 10^{12} A$ маловероятны. Например, при $I = 5 \cdot 10^{11} A$ время нагрева ~ 13 минут, что значительно превышает длительность быстрых рентгеновских предвестников.

Обсуждение и выводы

Мы показали, что проблема рентгеновских предвестников перед импульсной фазой вспышки связана с объяснением быстрого нагрева хромосферных оснований магнитных петель за время, на порядки меньшее времени нагрева корональной плазмы. Решение этой проблемы связано с учетом импульсного характера процесса нагрева, а именно – с резким возрастанием продольного электрического тока при развитии в хромосферном основании петли неустойчивости Рэлея-Тейлора, которая играет роль триггера вспышки. При неустойчивости в основание петли вторгается окружающая хромосферная плазма и происходит усиление продольного электрического тока: $I_z = I_0 exp\left(\frac{2}{r_0}\int_0^t V(t')dt'\right)$ [3]. Если величина импульсного тока превышает 10¹²А, то темп джоулева нагрева плазмы опережает темп ионизации. За время нагрева в предвестнике сохраняется относительно большое количество нейтралов, $n_a/n \sim 10^{-5}$, которое на два-три порядка больше количества нейтралов в квазистационарной короне. Это обеспечивает быстрый нагрев предвестника за счет увеличения скорости диссипации тока при проводимости Каулинга. Импульс тока большой амплитуды «остается» в хромосфере в течение 10 с и нагревает хромосферное основание петель до T~10⁷ K, формируя рентгеновский предвестник вспышки. По прошествии 10 с импульс тока покидает область предвестника в виде нелинейной альфвеновской волны с индукционным электрическим полем, ускоряющим электроны до энергий, достаточных для формирования источника жесткого рентгеновского излучения вспышки [3]. Поскольку зависимость времени нагрева области предвестника от тока достаточно сильная (7), быстрые рентгеновские предвестники при токах $I < 10^{12}$ А маловероятны.

Работа поддержана грантом РНФ 22-12-00308.

- 1. Hudson H.S., Simo^{es}, P.J.A., Fletcher L. et al. // MNRAS, 2021, **501**, 1273.
- 2. Awasthi A.K., Jain R. //ASI Conference Series, 2011, 2, 297.
- 3. Zaitsev V.V., Kronshtadtov P.V., Stepanov A.V. // Solar Physics, 2016, 291, 3451.
- 4. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы активных областей Солнца и звезд. М.: Физматлит. 2018.
- 5. Verner D.A., Ferland G.J. // ApJS, 1996, 103, 467, 10.1086/192284
- 6. Khomenko E., Collados M. // ApJ, 2012, 747, 87.
- 7. *Андреев Г.В.* Физико-химическая кинетика в газовой динамике, МФТИ, 2010, www.chemphys.edu.ru/pdf/2010-01-12-042.pdf
- 8. *Wang H., Liu Ch., Ahn K., et al.* // Nature Astronomy, 2017, **1**, http://dx.doi.org/10.1038/s41550-017-0085

ДОЛГОЖИВУЩИЕ ГРУППЫ ПЯТЕН СЕМНАДЦАТОГО СТОЛЕТИЯ

Золотова Н.В.¹, Вохмянин М.В.²

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ²Университет Оулу, Оулу, Финляндия

LONG-LASTING SUNSPOTS OH THE SEVENTEENTH CENTURY

Zolotova N.V.¹, Vokhmyanin M.V.²

¹Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia ²University of Oulu, Oulu, Finland

In this paper, we analyze several cases of presumably long-lived sunspot groups in the period 1660-1676. Sunspot latitudes and longitudes were reconstructed, that allow us to estimate the rotation rate. We also compare the obtained values with the differential rotation profile from Greenwich data.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-127-130

Введение

Одной из особенностей периода глобального минимума активности, о котором писали в своих исследованиях Хойт и Шаттен [1], является большой процент долгоживущих активных областей. Согласно [2] порядка 10% групп пятен с 1672 по 1700 наблюдались четыре и более оборотов Солнца, в то время как согласно гринвичским данным менее 1% групп пятен живут так долго. В совокупности с гипотезой об увеличении отношения площади полутени к площади тени пятен, Хойт и Шаттен [2] и Паркер [3] предположили, что в период минимума Маундера конвективный перенос энергии на Солнце был замедлен, что привело к ослаблению цикла Швабе.

С момента первых упоминаний о пониженной солнечной активности [4–5] прошло более 300 лет, однако фундаментальная проблема объяснения причин минимума Маундера и анализ исторических наблюдательных данных остаются в фокусе внимания [6–19].

В данной работе мы проанализировали оригинальные текстовые, табличные и гравюрные свидетельства о наблюдении пятен в период 1660– 1676 гг., восстановили гелиокоординаты и площади пятен, оценили скорость их вращения и сравнили полученный широтный профиль вращения с современным.

Результаты

Роберт Бойль произвел измерения положений солнечных пятен 7 мая и 4 июня 1660 г. Эти наблюдения перекрываются с заметками Яна Гевелия в период 22 февраля – 7 августа 1660. Вычислив сидерическую скорость

вращения по наблюдениям Бойля ($14,4 \pm 0,1^{\circ}$ /день на широте $-5 \pm 5^{\circ}$), мы промоделировали движение активных областей в период наблюдений Гевелия и пришли к выводу, что в течение шести месяцев на Солнце наблюдатели видели не менее 5 групп пятен, три из которых принадлежали комплексу или гнезду активности [20].

С 11 по 19 августа 1671 по данным измерений и гравюрам Жана-Доминика Кассини скорость вращения варьируется от $13,9 \pm 0,6^{\circ}$ /день до $14,4 \pm 1,5^{\circ}$ /день на широте $9,9 \pm 0,5^{\circ}$. С 18 августа по 15 сентября 1671 согласно гравюрам Генриха Сиверуса и заметке Роберта Хука скорость $14,3 \pm 0,8^{\circ}$ /день на широте $7,3 \pm 3,4^{\circ}$. Долготы пятен хорошо согласуются, что указывает на то, что группа пятен прожила два оборота Солнца, однако большой разброс в значениях широты не позволяют с уверенность отбросить гипотезу о комплексе активности, состоящем из двух групп пятен.

С 18 октября по 22 ноября 1672 по измерениям Ола Кристенсена Ромера и Жана Пикара, мы получили $14,1 \pm 0,7^{\circ}$ /день на широте $-14,6 \pm 1,5^{\circ}$. Широты и долготы групп пятен за два оборота хорошо согласуются, указывая на рекуррентную долгоживущую группу. С другой стороны, стороны, согласно текстовому описанию, два пятна в ноябре появились как поры без полутени, которая развилась только на третий день, что указывает на комплекс активности.

С 4 по 14 августа 1676, согласно измерениям Джона Фламстида, скорость составила 14 ± 0,6°/день или 14,2 ± 1°/день (в зависимости от выборки) на широте $-7,1 \pm 1,4^{\circ}$; по измерениям Эдмунда Галлея 14,25 ± 0,3°/день на широте $-8,3 \pm 1,5^{\circ}$; по измерениям Пикара 14,2 ± 0,3°/день на широте $-7,6 \pm 1,8^{\circ}$.



Рисунок. Сидерическая скорость вращения по данным: всех групп пятен гринвичского каталога [21]; долгоживущих пятен гринвичского каталога [22]; Парижской обсерватории в период 1666–1700 гг. [23]; полученные в данной работе за период 1660–1676 гг.

С 27 октября по 27 декабря 1676 по измерениям Фламстида мы получили 13,9 ± 0,8°/день на широте -5,3 ± 1,4°; по измерениям Пикара

14 ± 0,6°/день на широте –5 ± 0,7°; по гравюрам Кассини 14 ± 0,3°/день или 14,2–14,3 на широте –4 ± 0,7°.

Рисунок сравнивает полученные значения скорости с профилем вращения для гринвичских данных (для всех групп пятен [21] и только долгоживущих [22]), а также с историческим профилем вращения по данным Парижской обсерватории [23]. Мы делаем вывод, что полученные нами скорости вращения в целом согласуется с вращением долгоживущих пятен в современную эпоху, а в сравнении с данными Парижской обсерватории мы получили менее дифференциальный профиль вращения.

Выводы

В данной работе мы представили величины сидерической скорости солнечных пятен, полученные по наблюдениям в период 1660–1676 гг. Восстановленный широтный профиль дифференциального вращения в целом согласуется с вращением в гринвичскую эпоху. Все оригинальные изображения Солнца и восстановленные данные выложены на сайте https://geo.phys.spbu.ru/~ned/History.html.

- 1. *Hoyt, D.V., Schatten, K.H.* Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction // Solar Phys., 1998, v. 181, Issue 2, p. 491-512.
- 2. *Hoyt, D.V., Schatten, K.H.* The role of the sun in climate change, Oxford University Press, New York, 1997.
- 3. *Parker, E.N.* The Enigma of Solar Activity. In: Bumba, V., Kleczek, J. (eds.) Basic Mechanisms of Solar Activity, 1976, v. 71, p. 3,
- 4. *Derham, W., Crabtrie, W.* Observations upon the Spots That Have Been upon the Sun, from the Year 1703 to 1711. With a Letter of Mr. Crabtrie, in the Year 1640. upon the Same Subject. By the Reverend Mr William Derham, F. R. S., Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I, v. 27, p. 270, 1710.
- 5. Hausen, C.A. Theoria motus solis circa proprium axem, Lit. Schnieberii, Lipsiae, 1726.
- 6. Arlt, R., Vaquero, J.M. Historical sunspot records // Liv. Rev. Sol. Phys., 2020, v. 17, p. 1.
- Bhattacharya, S., Lefevre, L., Chatzistergos, T., et al. Rudolf Wolf to Alfred Wolfer: The Transfer of the Reference Observer in the International Sunspot Number Series (1876– 1893) // Sol. Phys., 2024, v. 299, p. 45.
- 8. *Carrasco, V.M.S.* Number of Sunspot Groups and Individual Sunspots Recorded by Tevel for the Period 1816-1836 in the Dalton Minimum // Astrophys. J., 2021, v. 922, p. 58.
- 9. *Carrasco, V.M.S., Aparicio, A.J.P., Chatzistergos, T., et al.* Understanding Solar Activity after the Maunder Minimum: Sunspot Records by Rost and Alischer // Astrophys. J., 2024, v. 968, p. 65.
- Carrasco, V.M.S., Gallego, M.C., Villalba Alvarez, J., Vaquero, J.M. A Reanalysis of the Number of Sunspot Groups Recorded by Pierre Gassendi in the Cycle Before Maunder Minimum // Sol. Phys., 2021, v. 296, p. 59.
- 11. *Carrasco, V.M.S., Llera, J., Aparicio, A.J.P., et al.* Relationship between the Sunspot Number and Active Day Fraction: An Application for the Maunder Minimum // Astrophys. J., 2022, v. 933, p. 26.

- 12. *Chatzistergos, T., Krivova, N.A., Ermolli, I.* Understanding the secular variability of solar irradiance: the potential of Ca II K observations // Journal of Space Weather and Space Climate, 2024, v. 14, p. 9.
- 13. *Illarionov, E., Arlt, R.* Reconstruction of the Solar Activity from the Catalogs of the Zurich Observatory // Sol. Phys., 2022, v. 297, p. 79.
- 14. *Illarionov, E., Arlt, R.* Sunspot positions from observations by Flaugergues in the Dalton Minimum // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2023, v. 523, p. 1809.
- Hayakawa, H., Besser, B.P., Iju, T., et al. Thaddaus Derfflinger's Sunspot Observations during 1802-1824: A Primary Reference to Understand the Dalton Minimum // Astrophys. J., 2020, v. 890, p. 98.
- Hayakawa, H., Carrasco, V.M.S., Aparicio, A.J.P., et al. An Overview of Sunspot Observations in the Early Maunder Minimum: 1645-1659 // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2024, v. 528, p. 6280.
- 17. *Hayakawa, H., Iju, T., Kuroyanagi, C., et al.* Johann Christoph Muller's Sunspot Observations in 1719-1720: Snapshots of the Immediate Aftermath of the Maunder Minimum // Sol. Phys., 2021a, v. 296, p. 154.
- Hayakawa, H., Iju, T., Uneme, S., et al. Reanalyses of the sunspot observations of Fogelius and Siverus: two 'long-term' observers during Maunder minimum // Mon. Not. R. Astron. Soc., 2021b, v. 506, p. 650.
- 19. Hayakawa, H., Uneme, S., Besser, B.P., et al. Stephan Prantner's Sunspot Observations during the Dalton Minimum // Astrophys. J., 2021c, v. 919, p. 1.
- 20. Castenmiller, M.J.M., Zwaan, C., van der Zalm, E.B.J. Sunspot Nests Manifestations of Sequences in Magnetic Activity // Sol. Phys., 1986, v. 105, p. 237.
- 21. *Balthasar, H., Vazquez, M., Woehl, H.* Differential rotation of sunspot groups in the period from 1874 through 1976 and changes of the rotation velocity within the solar cycle // Astron. Astrophys., 1986, v. 155, p. 87.
- 22. *Nagovitsyn, Y.A., Pevtsov, A.A., Osipova, A.A.* Two Populations of Sunspots: Differential Rotation // Astron. Lett., 2018, v. 44, p. 202.
- 23. *Ribes, J.C., Nesme-Ribes, E.* The solar sunspot cycle in the Maunder minimum AD1645 to AD1715 // Astron. Astrophys., 1993, v. 276, pp. 549-563.

«ИГРУШЕЧНЫЕ» МОДЕЛИ 11-ЛЕТНЕЙ СОЛНЕЧНОЙ ЦИКЛИЧНОСТИ И ПРАВИЛО ГНЕВЫШЕВА-ОЛЯ

Иванов В.Г.

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

"TOY" MODELS OF 11-YEAR SOLAR CYCLICITY AND THE GNEVYSHEV-OHL RULE

Ivanov V.G.

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

The paper describes methods for constructing simple "toy" models of the 11-year cycle that can reproduce known empirical relationships between cycles, in particular, the Waldmeier, Chernosky and Gnevyshev-Ohl rule. In addition, these models can reproduce a long-term decrease of solar activity ("grand minima").

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-131-134

Как известно, параметры 11-летнего цикла в наблюдаемом ряде солнечной активности связаны несколькими эмпирическими «правилами». Ниже в качестве такого ряда мы будем использовать среднегодовые значения ряда чисел Вольфа SN 2.0 за 1749–2023 годы [1]. Введём для характерных параметров 11-летних циклов следующие обозначения: $t_m(k)$ — момент минимума k-го цикла (по вольфовской нумерации, в которой $t_m(k) = 1755$), $t_M(k)$ — момент его максимума, $T_{mM}(k) = t_M(k) - t_m(k)$ — длина восходящей фазы цикла, $T_{mm}(k) = t_m(k+1) - t_m(k)$ — его полная длина (от минимума до минимума), SN_M(k) — максимальный уровень активности в k-м цикле («амплитуда цикла»), \sum SN(k) — сумма среднегодовых значений за k-й цикл («мощность цикла»).

В ряде SN выполняются следующие правила:

1) правило Вальдмайера (ПВ) [2]: антикорреляция между длиной восходящей фазы цикла и его амплитудой, $r_{\Pi B} = r(T_{mM}(k), SN_M(k)) = -0.78$.

2) правило «длина-амплитуда» или «правило Черноского» (ПЧ) [3]: антикорреляция между длиной данного цикла и амплитудой следующего, $r_{\Pi\Psi} = r(T_{mm}(k), SN_M(k+1)) = -0.68$.

3) правило Гневышева-Оля (ПГО) [4]: высокая корреляция мощностей нечётных циклов k_O с мощностями предшествующих чётных $r_{\text{чн}} = r(\sum \text{SN}(k_O - 1), \sum \text{SN}(k_O)) = +0.91$ (при выброшенной паре циклов 4–5) при значительно меньшей корреляции мощностей чётных циклов k_E с предшествующими нечётными, $r_{\text{нч}} = r(\sum \text{SN}(k_E - 1), \sum \text{SN}(k_E)) = +0.44$.

Мы попытаемся построить простую «игрушечную» модель 11-летней цикличности, которая, с одной стороны, не претендует на глубокий физический смысл, а с другой — описывает эмпирические закономерности этого процесса.

Начнём с того, что перейдём от SN к знакопеременному ряду \pm SN^{1/2}, где знак плюс припишем нечётным циклам, а минус — чётным. Сгладим этот ряд гауссовым фильтром с $\sigma = 1$ у и обозначим полученный индекс S. Выберем в качестве динамических переменных X = S и Y = dS/dt. Траектория системы в фазовом пространстве изображена на рис. 1а. Будем искать описывающее её динамику уравнение в виде

$$d^2 X/dt^2 = F(X, Y), \tag{1}$$

где F — искомая функция, значения которой известны нам в точках траектории, где они равны dY/dt. Ниже мы будем также пользоваться однозначно связанными с F функциями нормированного аргумента f: $f(x,y) = F(x \cdot X_M, y \cdot Y_M)$, где $X_M = 16$, $Y_M = 6$ задают диапазоны изменения X и Y в ряде SN. Для дальнейшего нам удобно расширить эти диапазоны. Простейший способ сделать это — дополнить данные точками, соответствующими искусственным парам «весьма больших» циклов, предположив, что последние подобны по форме самой высокой паре 18–19 и отличаются от неё лишь амплитудой (рис. 1b). Таким образом область пространства с заданными значениями F расширяется (рис. 1c). Линейно интерполируя эти значения к однородной решётке шага 1, затем сглаживая их гауссовым фильтром с $\sigma = 1$ и снова интерполируя, мы получаем F_{10} , заданную в области фазового пространства $|X| \le 2X_M$, $|Y| \le 2Y_M$ (рис. 1d). F_{10} можно приблизительно описать при помощи полинома 9-й степени F_1 , или, в терминах f:

$$\begin{aligned} f_1(x,y) &= 0.03 - 1.27x - 0.29x^2 - 0.12xy + 0.32y^2 - 0.07x^3 - 1.21x^2y - 1.12xy^2 + 0.73y^3 \\ &+ 0.30x^4 - 0.15x^2y^2 - 0.03y^4 - 0.06x^5 - 0.07x^4y + 0.82x^3y^2 + 0.72x^2y^3 + 0.18xy^4 - 0.41y^5 \\ &- 0.12x^6 + 0.12x^4y^2 - 0.04x^3y_3 - 0.03x^2y^4 + 0.05xy^5 + 0.02x^7 + 0.15x^6y - 0.13x^5y^2 \\ &- 0.26x^4y^3 - 0.21x^3y^4 - 0.03x^2y^5 + 0.02xy^6 + 0.09y^7 + 0.02x^8 + 0.01x^7y - 0.02x^6y^2 \\ &- 0.01x^5y^3 + 0.02x^3y^5 - 0.01xy^7 - 0.02x^8y + 0.01x^6y^3 + 0.03x^5y^4 + 0.03x^4y^5 + 0.01x^3y^6 \\ &- 0.01x^2y^7 - 0.01y^9 + ... \end{aligned}$$



Рис. 1. а) Траектория наблюдаемого индекса *S* в фазовом пространстве. Красная линия — пара циклов 18 и 19; b) Пара циклов 18–19 и их искусственные растянутые версии; c) Исходное облако точек фазового пространства (синие точки), дополненное искусственными циклами (красные точки); d) Функции $F_{10}(X, Y)$ (слева) и $F_1(X, Y)$.

Полученная система (1) воспроизводит цикл средней длины \approx 10.9у, имеет предельную точку (0,0) и характерное время затухания ~1500у (рис. 2а).

Чтобы обеспечить эволюцию без затухания, а также стохастическую компоненту динамики системы, добавим в неё шум, модифицировав правую часть уравнения (1):

$$d^{2}X/dt^{2} = F(X,Y) + \beta \,\delta(t), \qquad (2)$$

где $\delta(t)$ — нормально распределённая случайная функция с нулевым средним и единичной дисперсией, а β — параметр модели, задающий уровень шума (ниже мы используем $\beta = 0.2$). Типичная эволюция такой системы изображена на рис. 2b. Исследуя набор из 100 случайных реализаций модели, можно оценить коэффициенты корреляции для ПВ и ПЧ и их среднеквадратичные отклонения: $r_{\Pi B} = -0.37 \pm 0.17$ ($p \approx 0.005$), $r_{\Pi 4} = -0.26 \pm 0.15$ ($p \approx 0.04$), что значимо, хотя меньше, чем в наблюдаемом ряде. При этом в модели нет никаких признаков выполнения ПГО: $r_{4H} \approx r_{4H} \approx 0.8 \pm 0.1$.



Рис. 2. а) Эволюция системы с $F = F_1$ при $\beta = 0$; b) Пример эволюции системы для $F = F_1$ за 500 лет при $\beta = 0.2$.



Рис. 3. а) Пример эволюции системы с $F = F_2$ и $\beta = 0.2$ за 500 лет, b) Пример ряда SN с «грандминимумами» для модели с $F = F_2$ и $\beta = 0.2$ за 1000 лет.

Таким образом, при попытке найти функцию *F* путём интерполяции её значений, заданных на наблюдаемой траектории системы в фазовом пространстве, мы преуспели лишь частично.

Можно отказаться от привязки F к наблюдаемому индексу и предложить альтернативный подход: в рамках поиска «игрушечной» модели нам достаточно найти такую функцию, при которой выполняются все три эмпирических правила. Оказывается, для этого можно, например, взять в качестве f полином 3 степени:

$$f_2(x,y) = -1.02x + 0.15y + 0.05x^2 - 0.76xy + 0.45y^2 - 0.12x^3 - 1.08x^2y - 0.97xy^2 + 0.23y^3$$

Для такой функции модель без шума типа (1) имеет устойчивый предельный цикл с длиной ≈ 11.9 у и амплитудой ≈ 180 , а в модели с шумом типа (2) (рис. 3а) выполняются ПВ, ПЧ и ПГО с корреляциями $r_{\rm чH} = 0.78 \pm 0.11 > r_{\rm H\Psi} = 0.46 \pm 0.19$, $r_{\rm \Pi B} = -0.52 \pm 0.12$, $r_{\rm \Pi \Psi} = -0.55 \pm 0.12$ соответственно, что довольно близко к корреляциям наблюдаемого ряда.

Как видно из рис. За, различие корреляций мощностей циклов в парах разной чётности можно объяснить тем, что после нечётных циклов (при движении в фазовом пространстве по часовой стрелке справа налево) система подходит к нулю ближе, чем после чётных. Поэтому в первом случае заданный в модели уровень случайного шума приводит к бо́льшим потерям информации о состоянии системы, чем во втором, и поэтому $r_{\rm чн} > r_{\rm нч}$. Для системы с F_1 (рис. 2b) такой асимметрии не наблюдается, и $r_{\rm чн} \approx r_{\rm нч}$.

Итак, простейшая «игрушечная» модель 11-летнего цикла, описываемая уравнением 2-го порядка с шумом, позволяет приблизительно воспроизвести все три правила: Вальдмайера, Черноского и Гневышева-Оля. Отметим, что некоторые реализации подобных моделей схожи с наблюдениями и в том, что в их поведении наблюдается длительное снижение глобального уровня активности («грандминимумы», [5], рис. 3b).

- 1. Clette F, Svalgaard L, Vaquero J.M., Cliver E.W. // Space. Sci. Rev., 2014, v. 186, pp. 35–103; https://www.sidc.be/silso/DATA/SN_ms_tot_V2.0.txt
- 2. Waldmeier M. // Astron. Mitt. Eidgenössischen Sternwarte Zürich, 1935, v. 14, pp. 105–136.
- 3. Chernosky E.J. // Publ. Astron. Soc. Pac., 1954, v. 392, pp. 241.
- 4. Гневышев М.Н., Оль А.И. // Астроном. Журнал, 1948.
- 5. Eddy E.A. // Science, New Series, v. 192, No. 4245, pp. 1189–1202.

МАГНИТО-ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ В ПОЛЯРАХ

Ихсанов Н.Р.¹, Пустильник Л.А.², Бескровная Н.Г.¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия ²Тель-Авивский университет, Тель-Авив, Израиль

MAGNETO-FLARING ACTIVITY OF RED DWARFS IN POLARS

Ikhsanov N.R.¹, Pustil'nik L.A.², Beskrovnaya N.G.¹ ¹The Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia ²Tel-Aviv University, Tel-Aviv, Israel

Polars represent a subclass of magnetic cataclysmic variables with highly polarized optical emission. They are close interacting binary systems composed of a red dwarf and a strongly magnetized white dwarf. The red dwarf overflows its Roche lobe and transfers material to its companion in accordance with a so called channeling accretion scenario. The system emission is dominated by radiation of the accretion-powered source and can be observe in all parts of the spectrum from radio to X-rays. Variations of the emission parameters reflect variations of the mass-transfer rate in the system which can be associated with the activity of the red dwarf. We suggest a scenario in which the mass-transfer between the system components occurs through the magnetic channels formed in the process of reconnection of the magnetic field of the white dwarf to the magnetic field of the active regions on the red dwarf. The channels in this case are connecting the chromosphere of the red dwarf with the surface of the white dwarf close to its magnetic pole regions. Polars within this scenario appears as natural laboratories for studying the magneto-flaring activity of red dwarfs.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-135-138

Поляры являются одним из подклассов магнитных взрывных переменных звезд. Это тесные двойные системы, состоящие из красного и белого карликов. Красный карлик заполняет (или почти заполняет) свою полость Роша, что способствует усилению его звездного ветра и создает благоприятные условия для интенсивного обмена массой между компонентами системы с темпом, на несколько порядков превосходящим темп истечения солнечного ветра. Механизм обмена массой между компонентами системы в полярах имеет ряд особенностей и принципиально отличается от типичной картины обмена массой, реализуемой в большинстве остальных систем с вырожденными звездами. В частности, сферические или квазисферические баллистические потоки газа, равно как и аккреционные диски, в полярах не наблюдаются. Напротив, движение газа в этих системах происходит в форме струи или системы струй, берущих свое начало в атмосфере красного карлика и достигающих поверхности белого карлика в области его магнитных полюсов. Такая картина движения газа в двойной системе получила название каналированной аккреции. Факторами, способствующими ее реализации, являются как сильное магнитное поле белого карлика, величина которого на его поверхности достигает десятков и сотен миллионов гаусс, так и относительно близкое взаимное расположение компонентов в системах, орбитальные периоды которых в большинстве случаев находятся в диапазоне 1-5 часов. Кроме того, осевое вращение обеих звезд в большинстве поляров синхронизовано с орбитальным (т.е. периоды осевого вращения красного и белого карликов равны между собой и соответствуют орбитальному периоду системы). Течение газа в системе при этих условиях оказывается под полным контролем магнитного поля белого карлика и происходит в форме газовых струй, двигающихся вдоль силовых линий его дипольного магнитного поля. В результате наблюдаемое излучение поляров оказывается суперпозицией излучения, по четырех пространственно-разделенных источников: крайней мере, (1) красного карлика (тепловое излучение хромосферы и атмосферы с эпизодической добавкой спорадического излучения активных областей), (2) белого карлика (тепловое излучение с поверхности, за исключением полярных областей), (3) газа, перетекающего между красным и белым карликами (в форме одного или нескольких газовых потоков) и (4) газа в основании аккреционной колонки, нагретого в ударной волне, образованной в ходе его падения на поверхность белого карлика. Интенсивность двух последних из перечисленных выше источников напрямую связана с темпом обмена массой между компонентами и, соответственно, темпом аккреции газа на поверхность белого карлика. Изменение темпа течения вещества в системе в свою очередь определяется темпом потери массы красным карликом, который, помимо параметров системы, зависит от его активности и конфигурации магнитного поля в окрестности первой точки либрации системы (точки L1). Вариации этих параметров в первую очередь определяют изменения базовых параметров излучения системы: интенсивности, спектра и поляризации. Вследствие этого поляры могут рассматриваться как естественные лаборатории, в которых белый карлик, зондируя потоки газа со своего компаньона, позволяет нам получать информацию об интенсивности и композиции звездного ветра красного карлика и изменениях этих параметров, вызванных его магнито-вспышечной активностью.

Поляры, как подкласс магнитных взрывных (катаклизмических) переменных, были идентифицированы и получили свое название без малого полвека назад. Прототипом этого подкласса выступает переменная звезда АМ Геркулеса, исследования фотометрической переменности которой начались в 1924 году. Спустя чуть более полувека (в 1976–1977 годах) она была идентифицирована с переменным рентгеновским источником и разрешена как спектрально-двойная система с орбитальным периодом 3.09 часа, в составе которой белый карлик соседствует с красным карликом класса M4.5V. Наиболее интригующими оказались, однако, результаты поляриметрических наблюдений. Линейная поляризация оптического излучения системы плавно менялась с орбитальным периодом системы от нуля до 7%, а круговая поляризация – от -9% до +3%. Дальнейшие исследования показали, что источник рентгеновского и поляризованного оптического излучения имеет аккреционную природу и расположен вблизи магнитных полюсов белого карлика, период осевого вращения которого совпадает с орбитальным периодом системы, а величина магнитного поля на поверхности составляет 14–20 МГс. Именно вследствие высокой степени поляризации оптического излучения АМ Геркулеса и подобные ей системы получили название «Поляров» (более подробное обсуждение характеристик поляров приведено в книге [1]). В настоящее время список объектов, идентифицированных или заподозренных в принадлежности к подклассу поляров, насчитывает без малого пара сотен, большинство из которых, однако, остаются изучены весьма неполно [2].

Исследование процесса обмена массой между компонентами в полярах, представленное в работе [3], показывает, что давление, создаваемое магнитным полем белого карлика в точке L1, оказывает существенное препятствие свободному истечению газа от красного карлика в окрестности этой точки. Учет этого обстоятельства в большинстве известных на сегодня систем исключает возможность баллистического течения газа в полости Роша белого карлика и, таким образом, указывает на полный контроль процесса аккреции со стороны его магнитного поля. Другими словами, реализуется ситуация, при которой размер магнитосферы белого карлика оказывается сопоставим с размерами двойной системы [4]. Обмен массой между компонентами системы в такой ситуации может происходить лишь вследствие диффузии газа в магнитное поле белого карлика непосредственно в области его прямого контакта с атмосферой красного карлика и формировании, таким образом, прямого магнитного канала, полностью погруженного в магнитосферу белого карлика.

Условиями реализации описанного выше сценария являются (а) достаточно высокий темп диффузии газа в магнитное поле белого карлика на границе его магнитосферы и (б) достаточно высокая плотность газа в области диффузии, обеспечивающая высокий темп обмена массой, необходимый для объяснения аккреционного источника. Ограничение на плотность газа в потоке накладывается, однако, условием устойчивости магнитного канала, предполагающим, что плотность магнитной энергии в области течения газа превосходит динамическое давление последнего.

Оценки, выполненные в работе [5] с учетом этих обстоятельств, показывают, что для параметров АМ Геркулеса проникновение газа в магнитосферу белого карлика происходит, по-видимому, в области хромосферы красного карлика. Концентрация газа на границе магнитосферы оказывается порядка $10^{12} - 10^{13}$ см⁻³, а темп проникновения соответствует темпу аномальной диффузии, обусловленной процессом перезамыкания силовых линий магнитного поля и турбулентностью газа на границе магнитосферы.

Наиболее благоприятные условия для эффективного проникновения газа в магнитосферу белого карлика в сценарии, рассмотренном в этих работах, достигаются в активных областях красного карлика с конфигурацией магнитного поля, благоприятной для процесса перезамыкания его силовых линий (случай контакта линий противоположной полярности) и высоким темпом энерговыделения, способствующим нагреву и турбулизации газа. В рамках такого сценария переменный характер блеска поляров оказывается возможным объяснить в терминах магнито-вспышечной активности красного карлика. Амплитуда фотометрической переменности систем, достигающая нескольких звездных величин, указывает, что темп обмена массой в системе и, соответственно, темп потери массы красным карликом эпизодически меняется более чем на порядок величины. Временные характеристики переменности блеска системы и, в частности, длительность фаз высокого состояния (т.е. наиболее высокой светимости) и низкого состояния сильно меняются от системы к системе. Однако, многочисленные эпизоды перехода между низким и высоким состоянием, происходящие на масштабе времени нескольких дней, вызывают большие сомнения в возможности их интерпретации в терминах вариаций параметров двойной системы и свидетельствуют в пользу сценария вспышечной активности красного карлика. Данный сценарий оказывается наиболее перспективным и в плане интерпретации супервспышек, наблюдаемых от некоторых поляров [2]. Вопрос о цикличности вспышек на временах, существенно превышающих орбитальный период системы, до настоящего времени остается открытым.

- 1. Warner, B. Cataclysmic Variable Stars. 2003, p. 1-596.
- 2. Qishan, W., Xiajhui, F., Shengbang, Q. // ApJ, 2024, 965:181 (8pp).
- 3. Ихсанов Н.Р., Ким В.Ю., Королькова О.А. // Известия Главной Астрономической Обсерватории в Пулкове № 228, 2023, сс. 118–123.
- 4. Бескровная Н.Г., Ихсанов Н.Р. // Научные труды ИНАСАН, 2023, том 8, вып. 5, сс. 237–240.
- 5. Бескровная Н.Г., Ихсанов Н.Р. и Ким В.Ю. // Известия Главной Астрономической Обсерватории в Пулкове № 234, 2024, сс. 1–4.

ТЕКУЩИЙ МОМЕНТ РАЗВИТИЯ 25 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ: ФАЗА МАКСИМУМА

Ишков В.Н.

ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия

CURRENT MOMENT DEVELOPMENT OF THE 25 SOLAR CYCLE DEVELOPMENT: THE PHASE OF MAXIMUM

Ishkov V.N.

IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia

The epoch of lowered solar activity, the 2nd cycle of which is the current 25, is developing according to the observational rules and patterns of the solar cyclicity scenario. After the low-altitude solar cycle 24, the current cycle, which began in January 2020, as expected, entered the family of medium-sized solar cycles. The rate of its development as of October 2024 (58 months of development) corresponds to the course of development of a medium-sized SC and is near the maximum, which is expected in June - August 2024 with a value of $W^* = \sim 095$ (~ 143 in the v2 system).

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-139-144

1. Главным результатом исследования достоверного ряда (1849–2024 г.) [1] солнечных пятен стал сценарий устойчивого развития солнечной цикличности в последние ~190 лет [2]. Данный сценарий предусматривает регулярную смену уровня пятнообразовательной деятельности при переходе от эпох повышенной СА к эпохам пониженной и, наоборот, с переходными между ними СЦ в зависимости от трёх различных режимов генерации общего магнитного поля (МП) Солнца, длительностью ~5 СЦ. Полный цикл реализации всех 3-х режимов занимает 140–150 лет. Режим пониженного уровня генерации общего МП Солнца реализует СЦ низкой и средней величины, а режим повышенного – образует только высокие и средние СЦ.

Недавно предложена новая концепция солнечной цикличности, опубликованная в обзоре [3], которая показывает, как изменялись и уточнялись наши знания о структуре СА по мере освоения новых видов наблюдений в развивающейся Службе Солнца. Регулярные изменения числа солнечных пятен за интервалы 9–13 лет рассматривались как основной СЦ. С появлением регулярных наблюдений магнитных полей стало понятным, что физический 22-летний (два 11-летних) СЦ, связан с динамикой общего магнитного поля Солнца, с обязательной переполюсовкой в максимуме каждого из его составляющих. Регулярные магнитные и рентгеновские наблюдения более мелких магнитных структур (биполярных магнитных областей: короткоживущих эфемерных АО, ярких рентгеновских точек), и изу-

чение их характеристик позволило расширить понятие СЦ. Новый подход к пониманию солнечной цикличности рассматривает сочетание двух 22-летних СЦ с их большим количеством и одновременным существованием более мелких биполярных магнитных структур в разных отдельных, но соседних широтных полосах, теперь понимается как фундаментальный цикл СА. Ориентации большинства биполярных магнитных областей в двух соседних полосах отличаются друг от друга на ~180°. Обе полосы непрерывно дрейфуют из более высоких широт в более низкие, как это было известно для 11-летних СЦ. Однако смена полярности для большинства мелких магнитных структур происходит в начале каждого 22-летнего цикла и на более высоких широтах, чем в циклах солнечных пятен. Надо иметь в виду, что новый взгляд на СЦ появился на стыке двух эпох СА, при переходе от эпохи повышенной к эпохе пониженной СА и дальнейшие наблюдения, на наш взгляд, внесут существенные уточнения в эту концепцию. Однако, ясно, что мы поэтапно приближаемся к понятию эпох СА, которые полностью определяются величиной фоновых (затравочных) значений общего магнитного поля Солнца внутри фундаментальных СЦ.

2. Развитие текущего 25 цикла солнечной активности (СА) второго цикла второй эпохи пониженной СА (58 мес.) подтверждает установленные наблюдательные закономерности и правила солнечной цикличности и развивается по сценарию, типичному для солнечных циклов (СЦ), составляющих эпохи СА: внутри каждой из эпох на достоверном интервале наблюдений СА безусловно выполнялись все наблюдательные правила, например, правило Гневышева-Оля, по которому нечётный СЦ должен быть больше предыдущего чётного. Поэтому и внутри современной эпохи пониженной СА, предыдущий СЦ24 и следующий СЦ26 должны быть низкими (W*<90).

3. Текущий СЦ25 начался в январе 2020 г., является 2-м компонентом физического 22-летнего СЦ(24-25) и по ходу развития (4.75 г.) вошёл в семейство СЦ средней величины [4]. Интересно отметить, что на статистике достоверных циклов на Солнце, все СЦ средней величины эпох пониженной СА и переходных периодов (кроме СЦ11) были нечётными, а подобные СЦ эпох повышенной СА – четными. На рис.1 (преобразованный [http://www.solen.info/solar/images/comparison similar cycles.png]) рисунок из дается ход развития текущего цикла в семействе СЦ, обеих достоверных эпох пониженной СА и переходного СЦ23 (величины в мес. после начала СЦ). Физический (магнитный) 22-летний цикл СА связан с полным оборотом полюсов дипольной (основной) компоненты общего магнитного поля Солнца, совпадающими с реальными полюсами Солнца. За рассматриваемый период СА прошла полуфазу минимума ветви роста, длительность которой составила почти 2 года, что является рекордом для СЦ средней величины. В ноябре 2023 г. СЦ25 вошел в фазу максимума. Под фазой максимума здесь понимается отрезок времени, когда значения относительного числа солнечных пятен (W*) находятся в пределах 15% от стандартно сглаженного значения в максимуме цикла (W*_{max}).



Наиболее значимым наблюдательным событием в фазе максимума является процесс переполюсовки общего магнитного поля Солнца, ход которого можно отслеживать по служебным наблюдениям солнечной обсерватории Wilcox (USA). Процесс переполюсовки в текущем СЦ (рис. 2) начался в июле 2023 г. с северного полушария и продолжался до 07.2024. На рис. 2 представлены вариации полярного магнитного поля ветви роста текущего СЦ на северном полюсе Солнца (тонкая линия), на южном (тонкая точечная линия и суммарные (толстая линия). Преобразованный рисунок из [http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif]

Особенностью фазы максимума текущего СЦ25 является резкое увеличение пятнообразовательной активности и количества вспышечноактивных групп пятен и, соответственно, вспышечной активности, в том числе больших (рентгеновского класса ≥ M5) солнечных вспышек после ноября 2023 г. и до настоящего времени.

Этот резкий рост вспышечной активности за сравнительно короткий срок по количеству значимых вспышек (\geq M1) поставил текущий СЦ выше предыдущего низкого СЦ24 и переходного между эпохами СЦ23. На начало октября 2024 г. СЦ25 произвел 1080 вспышек средних классов М1–М4, 179 больших (M \geq 5), из которых 62 были класса Х. Почти 11% из этих 1259 вспышек были произведены в мае 2024 г., что можно сравнить лишь с мартом 1991 г., 179 против 143, соответственно.

4. Рассмотрим основные характеристики текущего цикла СА:

– формальное начало текущего цикла СА – январь 2020 г., и начальное значение сглаженного числа Вольфа W*_{мин} = 1.3 (1.8 в системе V2);

– последняя группа пятен старого цикла (AR12766 в системе службы Солнца NOAA) отмечена в июле 2020 г., и в каждом обороте количество активных областей (AO) неизменно нарастало [5];

– количество беспятенных дней в полуфазе минимума – 273, что является нормой для СЦ средней величины;

– первые группы пятен появились в северном полушарии (N43) в августе 2017 г., а в южном (S37) только в январе 2018 г., что характерно для большинства достоверных СЦ, за 1–1.5 г. до точки минимума [5]; первая устойчивая (≥ 7 сут.) группа пятен образовалась 24.01.2020, а следующая только 17.10;

– начало фазы роста – ноябрь 2021 г., когда видимый диск Солнца одновременно проходили сразу 3 активные группы пятен среднего размера с площадями >300 м.д.п.;

– появление первой большой спокойной (Sp = 1000 мдп) группы солнечных пятен – ноябрь 2020, а первой очень большой (Sp ≥ 1500 мдп) в северном полушарии Солнца – начало ноября 2021 года;

– до октября 2020 г. асимметрии пятнообразовательной деятельности по полушариям практически не было, затем АО южного полушария стали преобладать, но уже к концу 2021 г. стало преобладать северное полушарие, однако коэффициент асимметрии оставался низким [5]; реально только с августа 2024 г. АО южного полушария стали значимо преобладать;

– вспышечная активность СЦ25 уже превосходит по количеству больших солнечных вспышек СЦ23 и 24, соответственно 179, 145 и 73, но значительно ниже, чем в СЦ21–22 эпохи повышенной СА (соответственно 222 и 383);

– переполюсовка прошла довольно быстро и заняла интервал в 1 год;

- сглаженные суточные значения корональных выбросов вещества (КВВ) и их абсолютные величины в 2024 г. сравнимы с предыдущими СЦ (около 6/сут), а средняя фазовая скорость в СЦ23–25 примерно равны; сглаженная дневная скорость КВВ достигла максимума в 6,1/сут. в мае 2023 года, через 41 мес. с момента сглаженного минимума их скорости. Это значение превышает максимумы, зарегистрированные в СЦ 23 и 24 (соответственно 5,0 против 5,9/сут.). Абсолютное месячное значение КВВ достигло максимума в феврале 2023 г. (7,8/сут.), самого высокого с момента запуска SOHO; число и характеристики межпланетных КВВ в СЦ25 аналогично таковому в СЦ24, но больше, чем в СЦ23 в ~2 раза [6];

– по количеству солнечных протонных событий (СПС) с потоками частиц >10 pr/cm²·s sr ($E \ge 10$ МэВ) за одинаковый период развития последних 3 СЦ, текущий СЦ заметно опережает СЦ24 (40) и СЦ23 (24). Это указывает на сохранении во всем 7 физическом СЦ облегчённого выхода протонов во вспышечных событиях. Первое СПС произошло 29.05.2021 г (15 pr/cm²·s sr); на рассматриваемый период СЦ25 произвел **34** СПС, из которых 17 были класса \ge S2 (3>S3). Самое интенсивное (1812 pr/cm²·s sr) 9–10.10.2024 г. было связано со вспышкой X1.4 в AR13842 и с приходом к Земле межпланетного КВВ от этой вспышки. Всего лишь 2 GLE наблюдалось за это время. Первое было связано со вспышкой X1.0 28 октября 2021 г., связанное с ним СПС лишь класса S1 (29 pr/cm²·s sr) но сопровождалось увеличением потока более энергичных протонов, как и 2-е GLE№74 11.05.2024 г. и было связано со вспышкой X5.8 в AR13664 (S1–116 pr/cm²·s sr).

– в геомагнитном поле зарегистрировано более 60 магнитных бурь (МБ): 1 экстремальная, 1 очень большая, 10 больших и 16 умеренных. Ap-index достиг своего минимума в апреле 2020 г. через 4 месяца после точки минимума. Экстремальная МБ 10-11.05 2024 г. привела к тому, что среднемесячное значение Ар в мае 2024 г. достигло 23,56 нТл, самого высокого значения после января 2005 года (23,74 нТл). По новостным выпускам [https://www.stce.be/news/welcome.html] во время сильных МБ 26-27.02. 2023 г., 23–24.03 2023 г. (Кр = 80), 23–24.04 (Кр = 8+) и 5.11.2023 г. (Кр = 7+), пилоты (гражданская авиация) сообщали о проблемах со спутниковыми навигационными системами, потере 38 спутников Starlink из-за роста плотности атмосферы на орбите высотой 210 км [7], отмечались нарушения в сети ГЛОНАС, непредсказуемое поведение беспилотников. Экстремальная МБ 10-11 мая 2024 г., (Кр-индекс = 90 - G5), была 1-ым событием такого класса после МБ 29-30.10 2003 г. Ежедневный обзор состояния ОКП [Spaceweather.com] сообщал, что полярные сияния наблюдались на низких широтах (±25°), в Мексике, на Гавайях и в Новой Каледонии. По Dst-индексу наиболее интенсивные МБ в текущем СЦ произошли 23-24.03 (-163 нТ), 23-24.04 (-213 нТ), 5.11 (-163 нТ) 2023 г., 12.08 (-188 нТ) и 10-11.10. 2024 года (-335 нТ). В экстремальной МБ 10-11.05. 2024 года, Dst-индекс достиг -412 нТл, что вывело ее на 7 место с момента начала измерений в 1957 году, и на 2-ое место после 20.11.2003 г. (-422 нТ), Рекордсменом МБ по Dst-индексу является знаменитая экстремальная МБ 13-14.03.1989 г. (-589 нТ).

Развитие текущего СЦ25 подтверждает наблюдаемый дефицит активных явлений до начала 2024 г., после чего он практически исчез для больших солнечных вспышек: количество спорадических возмущений ОКП всех видов значимо увеличилось, в том числе и возмущений большой интенсивности. За 10 мес. текущего года на Солнце осуществилось 5 вспышечных событий рентгеновских классов $X \ge 5$, 45 -классов X1-X4.9 45; 3 СПС категории S4 и 17 – S3; одна экстремальная G5 МБ и одна очень большая класса G4. Однако геоэффективность корональных дыр, в полной мере, так и не восстановилась.

До конца 2024 г. текущий СЦ должен достичь максимума, если судить по динамике развития фазы роста, в июне–сентябре 2024 г. W*= 100+/-10 (165+/-17 в системе V2). Точку минимума текущего цикла следует ожидать в первой половине 2031. За развитием текущего СЦ можно следить на странице http://www.izmiran.ru/saf, где каждый первый понедельник месяца публикуются основные индексы солнечной и геомагнитной активности и

все изменения в пятнообразовательной и вспышечной деятельности Солнца.

Итак, прошедший СЦ24 и начальный этап развития СЦ25 подтверждают, что СА вступила во 2-ую достоверную эпоху пониженной СА: последующие 5 СЦ должны чередоваться, быть низкой и средней величины и в течение ~ 55 лет мы не будем наблюдать высоких (W*>145 v1) циклов СА.

- 1. *Ишков В.Н. Шибаев И.Г.* Циклы солнечной активности: общие характеристики и современные границы прогнозирования // Известия РАН, серия физическая, 2006, т. 70, № 10, с. 1439-1442.
- Ishkov, V.N. Solar sunspot-forming activity and its development on the reliable Wolf numbers series // in book "Variability of the Sun and Sun-like Stars: from Asteroseismology to Space Weather". eds J. Rozelot, E. Babaev, EDP Sciences Proceedings. 2018. p.109. https://international.scholarvox.com/catalog/book/88855582?_locale=en
- 3. *Martin S.F.* Observations key to understanding solar cycles: a review // Front. Astron. Space Sci., 2024, 10:1177097. doi: 10.3389/fspas.2023.1177097
- Ishkov V.N. Medium-Sized Solar Cycles in Different Epochs of Solar Activity // Geomagnetism and Aeronomy, 2023, V.63, No.7, P. 162–168. DOI: 10.1134/S0016793223070101. ISSN 0016-7932,
- 5. *Язев С.А., Исаева Е.С. Хос-Эрдэнэ Б.* 25-й цикл солнечной активности: первые три года // Солнечно-земная физика, 2023, 9, №3, с. 5–11.
- 6. *Gopalswamy, N. et al.* What Do Halo CMEs Tell Us about Solar Cycle 25? // The Astroph. J. Letters, 2023, 952:L13 (8pp), DOI 10.3847/2041-8213/acdde2.
- 7. *Kataoka R., Shiota D., Fujiwara H., et al.* Unexpected space weather causing the reentry of 38 Starlink satellites in February 2022. // J. Space Weather Space Clim., 2022, **12**, 41. https://doi.org/10.1051/swsc/2022034.
ВСПЫШЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ФАЗЫ МАКСИМУМА ТЕКУЩЕГО 25 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Ишков В.Н., Лебедев Н.И., Лебедев М.Н. ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия

FLARE ACTIVITY ON THE MAXIMUM PHASE OF THE CURRENT 25 SOLAR CYCLE

Ishkov V.N., Lebedev N.I., Lebedev M.N. IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia

The main feature of the last year of the current cycle is a sharp increase in sunspotforming and flare activity in the form of flare-active regions and, accordingly, large solar flares, the most powerful of which are on the rise branch, which put it above the low SC24 and transitional SC23 in a relatively short period in terms of the number of significant flares for the corresponding period. In the maximum phase of the current SC25, the number of sympathetic flares of significant classes (> M1) increased noticeably, which made it possible to begin studying both such flares themselves and the active regions where they were realized.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-145-148

1. Начавшийся с 01.2020 г. текущий 25 цикл солнечной активности (СА) в ноябре 2023 г. вошел в фазу максимума и по ходу развития (57 мес.) попадает в семейство солнечных циклов (СЦ) средней величины [1]. Под фазой максимума здесь понимается временной интервал, в течение которого значения сглаженного относительного числа солнечных пятен (W*) находятся в пределах значений 15% от стандартно сглаженного значения в максимуме цикла (W*max).

Основной особенностью настоящего периода развития текущего СЦ25 является достаточно резкое увеличение пятнообразовательной и вспышечной активности и количества вспышечно-активных групп пятен и, соответственно, больших (рентгеновского класса ≥ М5) солнечных вспышек, причем самые интенсивные пришлись на фазу максимума текущего СЦ. Это заметное за сравнительно короткий срок увеличение вспышечной активности по количеству значимых вспышек в рассматриваемый период поставило СЦ25 выше предыдущего низкого СЦ24 и переходного между эпохами СЦ23. В результате исключительной вспышечной продуктивности активной области (AO) AR13664 мая 2024 г. и очень высокой CA в летние месяцы 2024 г. СЦ25 на начало октября 2024 г. произвел 1080 вспышек средних классов М1-М4 и 179 больших (≥ М5), из которых 62 были класса Х. Почти 11% из этих 1259 вспышек произошли в мае 2024 г., что можно сравнить лишь с мартом 1991 г., 179 против 143, соответственно. В марте 1991 г. произошло на две вспышки класса Х больше, чем в мае 2024 года (23 против 21). Май 2024 г. стал первым с сентября 2005 г. месяцем с более чем 10 вспышками класса X за один месяц (AR10808). До октября 2024 г. самыми интенсивными вспышками в SC25 были X8.7, произошедшая 14.05.2024 г. в AR13664, и X6.3, наблюдавшаяся 22.02.2024 г. в AR13590. Но уже 1-го и 3-го октября AR13842 произвела вспышки X7.1 и X9.0, из которых последняя является самым большим по интенсивности в мягком рентгене вспышечным событием текущего СЦ25.

На рис. 1 сравнивается количество больших вспышек классов M ≥ 5 (серый) (черный) последних С∐ 1976 с И Х Γ. [https://www.stce.be/content/sc25-tracking#flares]. Можно заметить, что в текущем СЦ25 их уже больше, чем в СЦ23 и 24 (соответственно 179, 145 и 73), но значительно ниже, чем в СЦ21-22 эпохи повышенной СА (соответственно 222 и 383). Самая большая по площади и вспышечно-активная область AR13664 текущего СЦ произвела 17 из 130 вспышек M ≥ 5, кроме того, AR13663, находившаяся на видимом диске в то же время, добавила еще 11 больших вспышек, 5 из которых были класса Х.



2. В фазе максимума (с 2023 г.) текущего СЦ25 заметно увеличилось количество одновременных вспышек значимых классов (>M1), некоторые из которых могут претендовать на звание симпатических, что позволило начать изучение, как самих вспышек, так и АО, где они реализовались.

Симпатические вспышки представляют собой вспышечные события, одновременно или последовательно, с небольшой задержкой по времени, происходящие в разнесённых порой на значительные расстояния АО. Картина их развития предполагает, что между этими АО существует возможная связь, которую в некоторых наблюдениях можно четко определить по высоким корональным стационарным арочным системам.

В эпоху Нα-наблюдений после первой работы [2] проведено достаточно много исследований обсуждаемых явлений. Работы [3–5] показали реальность синхронных уярчений как в разнесённых АО, так и в соседних флоккулах, подтвердив существование симпатических вспышечных событий (уярчений, вспышек, выбросов волокон). Однако анализ данных рентгеновских вспышек по [6, 7] не дает уверенных доказательств существования симпатических вспышечных событий, хотя авторы не исключают, что некоторые вспышки являются таковыми. В этом случае возникает вопрос о возможных путях инициирования таких явлений от времени начала 1-й вспышки. Известные наблюдаемые магнитные структуры, которые могут быть ответственными за связь между удалёнными АО, следующие:

 высокие корональные арочные системы, хорошо наблюдаемые на лимбе, и связывающие удалённые АО;

– крупномасштабные униполярные структуры, взаимодействие в которых можно ожидать между АО одной нейтральной линии продольного магнитного поля, как бы далеко она не распространялась через подфотосферные связи (синхронное всплытие разнесённых магнитных потоков в рамках униполярной структуры).

Из динамических реальных процессов, связанных с первичным энерговыделением – это МГД УВ и волны Мортона. Рассмотрение динамики волн в линиях крайнего ультрафиолета, однако, не показывает увеличения числа вспышек за счет этих явлений [7], но это и понятно, т.к. эти волны суть проекция распространения коронального выброса вещества по диску Солнца от места энерговыделения. Глобальные наблюдения часто показывают почти синхронные дальние взаимодействия между магнитными структурами, в которых происходят вспышки, выбросы волокон и другие более мелкие формы вспышечной активности (уярчения). Серия вспышечных событий 1-2 августа 2010 г. по данным космических аппаратов SDO и STEREO, наблюдавших Солнце с видимой и обратной сторон, дает прямые доказательства того, что удалённые АО (до 180°) за счет моделирования крупномасштабной топологии коронального магнитного поля (система сепаратрис, сепараторов и квазисепаратрисных слоев), могут образовывать единые крупномасштабные магнитные образования, в которых происходят синхронные и симпатические вспышечные события [8]. Этот первый хорошо документированный случай показывает, что такое крупномасштабное магнитное образование может способствовать появлению синхронно всплывающих вспышечных магнитных потоков в связанных АО и быть значимым в дестабилизации поля, вовлеченного в последовательность осуществления вспышечного процесса. Т.о. совокупность симпатических вспышек представляет собой подмножество синхронных и случайно совпадающих вспышек. Если следовать теории динамо-процесса, то именно в фазе максимума и образуются особые условия для образования крупномасштабных магнитных корональных связей симпатических вспышек.

На рис. 2 (слева) представлен яркий пример квартета симпатических событий: три практически одновременные вспышки (малые окружности), общий класс которых М3.6 определила большая вспышка в восточной АО (AR13654), и выброс волокна (большая окружность), с 2-мя корональными выбросами вещества, в сильно разнесенных АО 23.04.2024 г. https://www.stce.be/content/sc25-tracking#flares].

Основная особенность симпатических явлений состоит в том, что интервал времени их осуществления настолько короткий, что фотометры GOES зачастую не могут разделить их индивидуальные рентгеновские классы, поэтому их класс определялся по интенсивности наибольшей вспышки. Благодаря современным, хорошо налаженным наблюдениям была исследована реакция видимого диска Солнца (раствор ~115°) на каждое вспышечное событие [https://www.lmsal.com/solarsoft/latest_events/], наблюдавшееся в 2024 г., и оценивалась магнитная ситуация, развитие и характеристики АО, в которых наблюдались эти события, что позволило установить, что в каждом семействе взаимодействующих АО обычно есть одна, не всегда самая крупная и вспышечно-продуктивная, в которой практически любая вспышка в этих АО вызывает отклик. Поэтому, по нашему мнению, правильней говорить о связанных между собой АО, причём «симпатические» события в них происходят неоднократно. Связь между АО динамическая и существует как постоянно, так и на некотором интервале времени.

3. Явление разнесённых, но связанных между собой вспышечных событий («симпатичность»), можно считать установленным, если в данных АО они повторяются неоднократно при прохождении этих АО по видимому диску Солнца, либо существуют видимые доказательства их крупномасштабных (корональных или по нейтральной линии) связей, либо они происходят в комплексах АО, погружённых в повышенное фоновое магнитное поле. Эти вспышечные события могут охватывать различные активные структуры на очень больших расстояниях и происходить за малый временной интервал – время начала последующих событий ограничивается временем реализации первой инициирующей вспышки.

- 1. Ишков В.Н. // Труды ежегодной 27 Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика 2023», под ред. А. Степанова и Ю. Наговицына. Пулково, СПб, с. 139-144. DOI: 10.31725/0552-5829-2023-139-144
- 2. Fritzova-Svestkova, L., Chase, R., Svestka, Z. // Solar Phys., 1976, 48, 275.
- 3. Огирь М.Б. // Изв. Крао, 1980, т. 62, с 131.
- 4. Огирь М.Б. // Изв. Крао, 1981, т. 64, с 118.
- 5. Bumba V., Klvana, M. // Astrophys. and Space Science, 1993, V. 199, P. 45-52.
- 6. *Biesecker*, *D.A.*, *Thompson B.J.* // J. of Atmospheric and Solar-Terr. Phys., 2000, V. 62, 16, P 1449-1455.
- 7. Moon, Y.-J., Choe, G.S., et al. // The Astrophys. J., 2002, 574:434–439.
- 8. Schrijver, C.J., A.M. Title. // J. Geophys. Res., 2011, 116, A04108, doi:10.1029/2010JA016224

РАСЧЕТ СПЕКТРА ПРОСТОЙ МАГНИТОГИДРОСТАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ПРОТУБЕРАНЦА

Калинин А.А., Калинина Н.Д.

Уральский федеральный университет, Екатеринбург, Россия

CALCULATION OF THE SPECTRUM FOR THE SIMPLE MAGNETOHYDROSTATIC PROMINENCE MODEL

Kalinin A.A., Kalinina N.D.

Ural Federal University, Yekaterinburg, Russia

In this paper, we attempt to simulate the prominence spectrum for the magnetohydrostatic (MHS) model described in [1]. It calculates the thermodynamic parameters of a twodimensional prominence model based on the solution of the inverse MHS problem. We calculated the Ha line profile for the cold part of the prominence using the approximate technique of [2], and in a two-dimensional model using the MALI-NLTE2D method (see [3]). The calculations were performed both for the filament model (the prominence is observed on the solar disk) and for limb observations. The results are qualitatively close, but the agreement is broken when hotter regions of the MHS model are included. The calculation using the approximate technique allows for a quick estimate of the prominence plasma parameters, and taking into account the radiative transfer improves the accuracy of the MHS model, since it allows to calculate the degree of ionization of the prominence plasma and determine its molecular weight.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-149-152

В последние годы достигнут существенный прогресс в понимании процессов, характеризующих активность образований в солнечной атмосфере – вспышек, протуберанцев, корональных выбросов массы. Для этого привлекается мощный аппарат радиационной магнитогидродинамики и соответствующие вычислительные мощности, наработан опыт решения самосогласованного моделирования объектов на Солнце. Пример такого подхода описан, например, в [4]. При этом полное решение МГД задачи с полным учетом переноса энергии пока остается крайне трудоемкой задачей с большими затратами вычислительных средств. Поэтому роль простых моделей для выяснения качественных характеристик объекта остается достаточно важной.

Если характерные скорости внутри исследуемого объекта (в нашем случае протуберанца) существенно меньше альвеновских, то можно рассматривать его эволюцию как последовательность квазистационарных магнитостатических конфигураций со своим набором магнитных и термодинамических параметров – вектора магнитного поля **B**, плотности р, температуры T, газового давления P и среднего молекулярного веса µ (химсостав стандартный солнечный). Таким образом, применяется подход магнитной гидростатики – МГС. Получаемую в рамках такого подхода модель нужно привязать к наблюдениям, а для этого рассчитать ее спектр (визуализация модели).

В 2010 г. Соловьевым [1] был предложен подход к получению МГС моделей протуберанцев на основе обратной задачи – по известной конфигурации магнитного поля рассчитать термодинамические параметры. В результате единым образом получаются все классические модели – Киппенхана-Шлютера, Пикельнера, Куперуса-Рааду.

Для двумерной модели основные уравнения согласно [1] (см. рис. 1а).





Магнитная конфигурация (рис. 1b) расположена на поверхности Солнца (предполагается плоской), ось у перпендикулярна плоскости рисунка (параметры вдоль оси у не меняются), ось х параллельна поверхности Солнца, ось z – перпендикулярна ей. A(x,z) – функция магнитного потока, k – определяет масштаб по осям, остальные обозначения стандартны. Данная конфигурация соответствует протуберанцу обратной полярности – модель Куперуса-Рааду (подробности см. [1]). N и S – полярности поля для наблюдателя, смотрящего в направлении -z.

Самой доступной линией для наблюдений протуберанцев является линия На. Для визуализации МГД моделей в этой линии в работе [2] предложен приближенный метод, основанный на расчетах одномерных моделей [5, 6]. В этом методе функция источника S в линии На считается постоянной, и для расчета выходящей в произвольном направлении интенсивности в линии требуется только проинтегрировать по лучу зрения (LOS) функцию источника. При известных из МГС модели термодинамических параметрах (рис. 2b) все сводится к цепочке формул (рис. 2a, обозначения стандартные).



Рис. 2. Справа – сплошная линия давление P(z,0) дин см⁻², точки – плотность $\rho(z,0)$ в ед. 1.7×10^{12} г см⁻³, штрих – температура Т млн Кельвин.

В приближенном методе [2] степень ионизации рассчитывается тоже приближенно. Для точного расчета необходимо получить решение двумерной задачи переноса излучения в условиях больших отклонений от локального термодинамического равновесия (2D NLTE). Это было сделано с помощью программы NLTE2D (опирающейся на методику MALI [8, 9]),



Рис. 3.

описанную в [3, 7]. Геометрия задачи показана на рис. За. Протуберанец представлен в виде параллелепипеда (бруса), освещенного излучением

Солнца и короны, параллельного солнечной поверхности с трансляционной симметрией по оси у. Обозначенный жирной линией овал – примерная внешняя граница магнитной конфигурации протуберанца (см. рис. 1b).

Расчеты NLTE 2D задачи проведены на сетке 63×63 , плотность сетки логарифмически растет к центру протуберанца (для учета растущих оптических глубин). Рассчитаны степени ионизации, населенности уровней для 5-уровневого с континуумом атома водорода. В качестве иллюстрации результатов приведены профили линии На для протуберанца на лимбе при наблюдении нижней, средней и верхней части протуберанца (рис. 3b). Более подробные результаты будут представлены в другой работе.

Результаты и выводы

Показана возможность расчета населенностей атома водорода в 2D МГС модели протуберанца [1]. Рассчитан профиль линии Hα для холодной части протуберанца согласно приближенной методике [2], а также в двумерной модели по методу NLTE2D-MALI [3]. Расчеты были проведены как для модели волокна (протуберанец наблюдается на диске Солнца), так и для наблюдений на лимбе. Качественно результаты близки, но при включении более горячих областей МГС модели согласие нарушается. При этом расчет по приближенной методике позволяет проводить быструю оценку параметров плазмы протуберанца, а учет переноса излучения улучшает точность МГС модели, т.к. позволяет рассчитать степень ионизации вещества и определить его молекулярный вес.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства Науки и Высшего Образования Российской Федерации, тема № FEUZ-2023-0019.

- 1. Solov'ev A.A. // Astronomy Reports, 2010, Vol. 54, No. 1, pp. 86–95.
- 2. Heinzel P., Gunar S., Anzer U. // Astron. Astrophys., 2015, v. 579, A16.
- 3. Leger L. These, 2008, Universite de Toulouse III, 152 p.
- 4. Bjørgen J.P., Leenaarts J. et al. // Astron. Astrophys., 2019, 631, A33.
- 5. Gouttebroze, P., Heinzel, P., and Vial, J.-C. // A&AS, 1993, 99, p. 513.
- 6. Heinzel, P., Vial, J.-C., and Anzer U. // Astron. Astrophys., 2014, v. 564, A132.
- 7. Léger L., Chevallier L., and Paletou F. // Astron. Astrophys., 2007, v. 470, p.1-9.
- 8. Rybicki G.B., Hummer D.G. // Astron. Astrophys., 1991, v. 245, pp. 171-181.
- 9. Heinzel P. // Astron. Astrophys., 1995, v. 299, pp. 563-573.

МЕСТО ПЕРВИЧНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И РАДИОВСПЛЕСКИ III ТИПА ВО ВРЕМЯ НАЧАЛА МОЩНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

Кашапова Л.К., Жмуркина А.Д., Шамсутдинова Ю.Н. Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

THE INITIAL ENERGY RELEASE, LOCATION, AND TYPE III RADIO BURSTS THAT OCCURRED AT THE ONSET OF A POWERFUL SOLAR FLARE

Kashapova L.K., Zhmurkina A.D., Shamsutdinova J.N.

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

We present the results of the analysis of the impulsive phase of the M6.5 GOES class solar flare, which occurred on May 9, 2023 and was associated with a powerful type III radio burst. The velocity of electron fluxes generated by type III radio bursts can be estimated from dynamic spectra. This value allows us to estimate the travel time of electrons from their initial release site and reveal a frequency associated with this process. According to the analysis, the source of type III radio bursts was located within the region of 1 GHz emission formation. However, corresponding bursts at higher microwave frequencies, which correspond to gyrosynchrotron emission and hard X-rays, were detected 12 seconds earlier than the burst at 1 GHz. The spatial structure analysed using ASO-S/HXI X-ray images and microwave images from the Siberian Radioheliograph indicates the existence of a flare loop and a high-energy X-ray source at the top of the flare loop at the early phase of flare evolution. The delay between microwave and X-ray emissions, and the burst at a frequency of 1 GHz, indicates a secondary nature for type III radio bursts. The position and shape of the sources in the microwave and X-ray ranges indicate the height of the primary energy release at about 15 Mm, consistent with the idea of the location of the X point, which previous researchers have associated with successive reconnections.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-153-156

Радиовсплески III типа являются распространенным видом всплесков, который выделяют на динамическом спектре и возникают как результат распространения ускоренных во время солнечной вспышки электронов во внешние слои солнечной короны и межпланетную среду. Общепринято, что механизм генерации излучения этих явлений плазменный и связан с ленгмюровскими волнами [1]. Таким образом, величина скорости дрейфа этих всплесков позволяет сделать оценку скорости распространения ускоренных электронов и как следствие энергию частиц. Радиовсплески III типа часто наблюдаются в самом начале солнечных вспышек и могут служить индикаторами начала процессов энерговыделения, а задержка, полученная из оценки скорости распространения ускоренных электронов, дает возможность использовать их выявление положения и свойств места первичного энерговыделения. В работе [2] было показано, что задержки меж-

ду метровым и микроволновым диапазонами, рассчитанные с использованием оценок параметров ускоренных электронов, с точностью до ошибки измерений совпадает с экспериментальной задержкой между радиовсплесками III типа и всплесками в микроволновом диапазоне. Однако, радиовсплески могут иметь и вторичную природу и возникать в токовом слое на значительно большей высоте, чем расположено место первичного энерговыделения как результат отклика на этот процесс [3]. Целью данной работы было проверить насколько подход, предложенный в работе [2], может быть использован для выявления места первичного энерговыделения на начальных стадиях мощных солнечных вспышек.



Рис. 1. Левая панель: Динамический спектр, полученный спектрографом сети e-Callisto. Правая панель: Временные профили на частотах 50 (серый цвет) и 80 МГц (темно-серый цвет), использованные для измерения скорости дрейфа радиовсплеска III типа.

Исследуемая солнечная вспышка произошла 9 мая 2023 года с максимумом в 03:52 UT (положение [410", 280"]) и наблюдалось широким набором инструментов, в том числе и с пространственным разрешением в микроволновом диапазоне (Сибирский Радиогелиграф (СРГ) 3–12 ГГц, [4]), а в жестком рентгеновском диапазоне 10-300 кэВ (HXI/ASO-S [5]). Особенностью данного события были квазипериодические колебания, зафиксированные в рентгеновском и микроволновом диапазонах, которые авторы [6] связали с последовательным пересоединением в токовом слое. На динамическом спектре спектрографа сети e-Callisto (ASSA) видны радиовсплески III типа во время всего события (рис. 1, левая панель). Мы выбрали для анализа первый радиовсплеск и рассчитали скорость дрейфа, используя временные профили на частотах 50 и 80 МГц (рис. 1, правая панель). Задержка между максимумами всплесков была оценена как 4.8 секунды. Считая, что излучение исследуемого радиовспелеска формируется второй гармоникой плазменного механизма, применяя стандартную методику оценки формирования излучения (как, например, в работе [2]) и используя модель плотности солнечной атмосферы Newkirk [7], получаем скорость движения электронов равной 0.2с, где с- скорость света. При возможной высоте первичного энерговыделения порядка 10 Мм время задержки между всплеском в метров диапазоне на частоте 80 МГц и всплеском в микроволновом диапазоне составляет порядка 21 секунды. Сдвиг временного профиля на частоте 80 МГц на эту величину указывает на всплески в микроволновом диапазоне на частоте около 1 ГГц.



Рис. 2. Левая панель: Временные профили излучения во время начала вспышки в микроволновом и рентгеновском диапазонах. Правая панель: Вспышечные источники в микроволновом, рентгеновском и КУФ диапазонах во время начала вспышки 03:50 UT. Изображение показывает топологию активной области в полосе 94 A SDO/AIA. Белые контуры показывают источники рентгеновского излучения в полосах 12–24 кэВ (сплошной контур) и 24–50 кэВ (штрихи) на уровне 10 и 30 процентов от максимума, соответственно. Заштрихованными контурами показаны микроволновые источники по данным СРГ на частотах 3.8 ГГц (точки), 5.2 ГГц (//), 7.4 ГГц (+) и 11.4 ГГц(\\).

Сравнение временных профилей вспышки на частоте 1 ГГц (данные спектрополяриметра YAMAGAWA) с временными профилями СРГ в микроволновом диапазоне и временными профилями рентгеновского излучения показывает, что, несмотря на общее начало увеличение потока, максимум на частоте 1 ГГц наступает на 12 секунд позже, чем в других диапазонах (рис. 2, левая панель). Это указывает на то, что первичное энерговыделение произошло раньше и его место было ближе к области формирования рентгеновского и микроволнового излучения выше 3 ГГц, чем к месту формирования излучения 1 ГГц. Кроме того, величина задержки указывает, что причиной генерации излучения на частоте 1 ГГц мог быть волновой процесс. Анализ топологии вспышечных источников в микроволновом и рентгеновском диапазонах, а также в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) диапазоне в полосе 94 Å SDO/AIA [7] показал существование горячей вспышечной петли на ранней стадии развития вспышки (рис. 2, правая панель). В вершине этой петли выявлен рентгеновский источник в полосе энергий 24-50 кэВ, совпадающий по положению с микроволновыми источниками в диапазоне 3-12 ГГц. Этот факт указывает на наличие большого числа ускоренных электронов в вершине вспышечной петли и рассматривается как возможный указатель места первичного энерговыделения во вспышке, удовлетворяющей «стандартной» модели.

На основании выполненного анализа можно сделать вывод о том, что источник радиовсплесков III типа, наблюдавшихся в начале солнечной вспышки 9 мая 2023 года, находился в области формирования излучения на частоте 1 ГГц. Задержка между микроволновым рентгеновским излучением и излучением на частоте 1 ГГц указывает на вторичную природу радиовслесков III типа. Положение и форма источников в микроволновом и рентгеновском диапазонах указывает на высоту первичного энерговыделения около 15 Мм, согласуется с представлением о положении Х-точки, которую предыдущие исследователи связали с причиной наблюдавшихся во время основной фазы квазипериодических колебаний – последовательным пересоединением.

Авторы благодарят коллективы инструментов ASO-S/HXI, SDO/AIA, CPГ, YAMAGAWA, e-Callisto за предоставление открытого доступа к данным наблюдений,

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

- 1. *Reid, H.A.S., H. Ratcliffe* // Research in Astronomy and Astrophysics, 2014, vol. 14, pp. 773-804.
- 2. Shamsutdinova J.N. et al. // MNRAS, 2024, vol. 533, pp.1453-1462.
- 3. Benz A.O. et al. // Solar Phys., 2011, vol. 273, p. 363-375.
- 4. Алтынцев А.Т. и др. // Солнечно-земная физика, 2020, т. 6, N 2, с. 37-50.
- 5. Gan W. et al. // Solar Physics, 2023, vol. 298, article id.68.
- 6. Wu Z. et al. // The Astrophysical Journal, 2024, vol. 968, id.5, 11 pp.
- 7. Newkirk G. // Annual Rev. Astron. Astrophys., 1967, vol. 5, p. 213.
- 8. Lemen J.R. et al. // Solar Phys., 2012, vol. 275, no. 1-2, pp. 17-40.

ВЫСОКОШИРОТНЫЕ ТОКОВЫЕ СЛОИ В ПОЛЯРНОЙ ГЕЛИОСФЕРЕ И ЭФФЕКТ ИХ КОРОТАЦИИ С ИСТОЧНИКОМ ВНУТРИ КОРОНАЛЬНОЙ ДЫРЫ

Кислов Р.А.

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

HIGH-LATITUDE CURRENT SHEETS IN THE POLAR HELIOSPHERE AND EFFECT OF THEIR SYNCHRONOUS ROTATION WITH THE SOURCE INSIDE THE CORONAL HOLE

Kislov R.A.

Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation RAS, Troitsk, Moscow, Russia

This study presents an magnetohydrodynamic (MHD) model of polar conical current sheets. The proposed model is two-dimensional and applicable across various heliocentric distances, enabling a detailed description of the conical current sheet's geometry. The research examines the effects of temperature and the structure's angular rotation velocity on the central plasma density maximum near its axis. Additionally, the study elucidates the mechanism of corotation of the conical current sheet as a whole, along with its solar source.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-157-160

Долгое время считалось, что единственный крупномасштабный токовый слой в гелиосфере – это гелиосферный токовый слой, расположенный на низких гелиширотах. Анализ данных, собранных во время миссии аппарата Ulysses в 1990–2010 годах, показал, что свойства солнечного ветра существенно различаются на разных гелиоширотах. В высокоширотной гелиосфере, в отличие от низкоширотной, преобладает высокоскоростной поток из полярных корональных дыр угловой шириной более 15° (скорость 700–900 км/с против 400 км/с на низких гелиоширотах). Область полярных корональных дыр традиционно рассматривается как имеющая однополярное магнитное поле с открытыми силовыми линиями, достигающими границ гелиосферы.

Описанная картина была скорректирована по результатам работы [1]. В ней на основе анализа данных Ulysses показано, что внутри быстрого потока из полярных корональных дыр расположены узкие конусовидные области шириной около 2°. В них скорость солнечного ветра ниже, чем в окружающем высокоскоростном потоке на 100–200 км/с, а полярность межпланетного магнитного поля имеет противоположный знак. Обнаруженные области ограничены токовыми слоями. Также внутри этих областей происходит резкое падение плазменного бета. По наблюдениям, обнаруженные полярные конические токовые слои существуют только в минимуме солнечной активности. Структуры наблюдались при пролётах аппарата над южным полюсом Солнца в 1994 и 2007 годах. В каждом из пролётов было замечено до 7 пересечений структуры на средних и высоких гелиоширотах. Промежуток времени между ними соответствует Кэррингтоновской частоте вращения Солнца. Детальное сравнение показало, что каждый раз наблюдается одна и та же магнитная структура.

Природа формирования полярных токовых слоёв остаётся предметом дискуссий. Однако её можно формально получить в рамках магнитной гидродинамики. Для этого в дополнение к наблюдениям в работе [1], а также в уточнении к ней [2] были предложены несколько МГД моделей конического или цилиндрического токового слоя. Наблюдаемое уменьшение скорости солнечного ветра вблизи оси симметрии магнитной трубки во всех моделях связано с локальным максимумом плотности плазмы вблизи полюса Солнца. При изотропии плотности потока вещества $F = \rho v$, где ρ – плотность плазмы, v – скорость солнечного ветра, скорость окажется вблизи оси трубки минимальной. Нейтральные линии магнитного поля и вытягивающиеся из них токовые слои образованы за счёт сложения дипольного и мультипольных магнитных моментов Солнца.

В новой работе основное внимание уделено особенностям формы конических токовых слоёв. Первое уточнение касается их радиуса в рамках МГД модели. В старых теориях она была в несколько раз больше, чем в наблюдениях. Согласия с наблюдениями удалось добиться за счёт уменьшения в 5 раз толщины локального пика плотности плазмы на Солнце и за счёт уменьшения проводимости плазмы в корональной дыре в 10 раз.

Второе уточнение носит принципиальный характер и касается формы токового конуса (конусообразной трубки) и его вращения. В работе [3] было показано, что потоки из корональных дыр представляют собой кинематические волны. В то время как скорость солнечного ветра направлена всегда преимущественно по радиусу, структура (ударные волны, области сжатия и разрежения и прочее) вращается на удалении 1 AU от Солнца с огромной линейной скоростью в азимутальном направлении. Угол между видимой скоростью движения структуры и скоростью вещества составляет 45°. Чтобы понять причину, достаточно представить себе часы, в которых вместо стрелки имеется водомёт. Как бы быстро не текла вода, её капли будут попадать в число 12 каждую минуту. А множество капель, вышедших из водомёта в разных направлениях и в разные моменты времени, будет образовывать спирали, вращающиеся с периодом 1 минута. Аналогично происходит и с потоками плазмы из корональных дыр. Каждая спираль в фиксированной точке пространства образована разными частицами в разные моменты времени. Поскольку корональная дыра может иметь неоднородную структуру, то вдоль соседних спиралей плотность вещества и другие параметры плазмы могут различаться. При распространении в солнечном ветре различия между соседними потоками могут сохраняться, что и приводит к видимому вращению магнитной и плазменной структуры.



Рисунок. Форма полярного токового слоя. Расстояния по осям даны в AU.

В работе [3] описанная выше картина была сформулирована с помощью математической модели, основанной на вычислении функции распространения потоков вещества в солнечном ветре. Здесь данная модель применена не к низкоширотным потокам из корональных дыр, а к источникам полярных конических токовых слоёв. Результаты моделирования приведены на рисунке. Изображённая объёмная спираль соответствует множеству частиц, испущенных центра вращающегося источника в разные моменты времени. Форма спирали соответствует линии симметрии конусообразного токового слоя (закрученный "конус"). Таким образом, наблюдаемая структура имеет форму не конуса с осью симметрии вдоль радиуса, а объёмной спирали, что объясняет её предыдущие наблюдения не только на высоких гелиоширотах, но и на средних. При моделировании предполагалось, что угол между центром источника и осью вращения Солнца равен 10°, а поток вещества в области источника образует угол 10° с радиальным направлением, модуль скорости плазмы – 600 км/с. Размер источника – 2°. Координата Z на рисунке направлена вдоль оси вращения Солнца, числа на осях указаны в астрономических единицах, начальная точка на графике соответствует Солнцу.

Литература

 Khabarova O.V., Malova H.V., Kislov R.A., et al. High-latitude Conic Current Sheets in the Solar Wind // The Astrophysical Journal. 2017. Vol. 836. Issue 1. P. 108. https://doi.org/10.3847/1538-4357/836/1/108

- 2. *Кислов Р.А.* МГД-модель высокоширотного токового слоя в гелиосфере // Учёные записки физического факультета Московского Университета. 2017. № 4. с. 1740704-1 1740704-4.
- 3. *Кислов Р.А., Кузнецов В.Д.* Пространственная эволюция и структура высокоскоростных потоков из солнечного ветра из корональных дыр // Геомагнетизм и Аэрономия. 2022. Т. 62. № 6. с. 683-692. doi: 10.31857/S0016794022060074

ЭВОЛЮЦИЯ СУММАРНОЙ МАГНИТНОЙ И КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ ЗВЕЗДЫ

Кислов Р.А., Старченко С.В.

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

EVOLUTION OF THE TOTAL MAGNETIC AND KINETIC ENERGY IN THE CONVECTIVE ZONE OF A STAR

Kislov R.A., Starchenko S.V.

Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation RAS, Troitsk, Moscow, Russia

Knowledge of the evolution of the total magnetic and kinetic energy in the convective zone of a star allows us to assess the global dynamics, stability, magnitude, and characteristic times for these energies. This study examines the energy balance in the convective zone, which includes the specific power of Archimedean forces, viscosity, and magnetic Lorentz forces, as well as the magnetic field evolution equation, which takes into account magnetic diffusivity and advection. The chosen variables are the root-mean-square velocity and magnetic field. Our two-parameter system of two ordinary differential equations is nonlinear. The stationary points of the system, their types, and stability were studied. Analytical and numerical solutions were obtained for different initial conditions. It was shown that there are two stationary points – one with a zero magnetic field and one with a non-zero magnetic field. The first stationary point is a stable node if buoyancy dominates over magnetic field diffusion; otherwise, it is a saddle point. The second point can be a stable focus or node depending on the ratio between buoyancy and the timescales of magnetic diffusion and viscosity. In the case of a focus, even initial velocity and magnetic field values close to zero eventually reach their stable values. If the initial velocity is non-zero and the magnetic field is zero, a solution without a magnetic field is realized. It was found that, regardless of the initial conditions, the root-mean-square magnetic field and velocity tend to non-zero stationary points. Relative to the initial conditions, this can manifest as either strengthening or weakening. A cycle of stellar activity does not arise when both parameters of our system are constant as it is in this study.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-161-164

Знание о процессах звёздного динамо не только расширяет представления человечества о многообразии явлений в природе. Оно позволяет лучше понять прошлое и будущее Солнца – мы не имеем машины времени, но наблюдая похожие звёзды и моделируя процессы на них, мы можем описать возможные состояния Солнца в разные эпохи. Как правило, технические возможности не позволяют получить распределение параметров плазмы по диску звезды. Вместо этого мы получаем в каждый момент времени одно или несколько чисел, характеризующих магнитное поле и скорость вращения звезды как целого. В подобной ситуации естественно применять модели, описывающие усреднённые по объёму характеристики звезды.

Данный подход ранее был развит в теории магнитного динамо планет, см., например, [1]. Рассматривается уравнение моментов или Навье-Стокса с магнитной силой Лоренца. Движущая конвекцию, а через нее динамо, сила плавучести описывается одним слагаемым вида ρa , где a – ускорение, вызванное силой Архимеда, ρ – плотность вещества. Также учитывается уравнение индукции магнитного поля. После скалярного умножения первого уравнения на скорость и второго – на магнитное поле, их можно проинтегрировать по объёму. Полученные после этого уравнения могут быть заменены на упрощённые, в которых вместо пространственных производных содержатся их оценки в виде дробей, содержащих пространственно-временные масштабы конвективной зоны звезды. При сделанных предположениях в [2] для среднеквадратичных по объёму значений скорости и магнитного поля была получена система с четырьмя параметрами. Не ограничивая общности, сводим эту систему к системе с двумя параметрами:

$$\begin{cases} \frac{db}{dt} = ub - \frac{b}{\tau} \\ u\frac{du}{dt} = \alpha - u^2 - ub^2 \end{cases},$$
(1)

где *t* – время в единицах среднего вязкого времени *T*, *u* – среднеквадратичная скорость измеряемая отношением внешнего масштаба *L* к *T*, *b* – среднеквадратичное магнитное поле в $(\rho \mu)^{1/2} L/T$, τ – отношение характерного времени магнитной диффузии к *T*, α – удельная плавучесть в L^2/T^3 .

Исследуем стационарные точки системы (1) и их устойчивость. Имеем две стационарных точки: ($u=\alpha^{1/2}$, b=0) и ($1/\tau$, $\alpha\tau-1/\tau$). После линеаризации вблизи первого положения равновесия система (1) принимает вид:

$$\begin{cases} \frac{d\,\delta b}{dt} = \sqrt{\alpha}\,\delta b - \frac{\delta b}{\tau} \\ \frac{d\,\delta u}{dt} = -2\,\delta u \end{cases},\tag{2}$$

где δu и δb – отклонения от положения равновесия. Система (2) может быть легко решена. При $\alpha^{1/2} < 1/\tau$ стационарная точка ($\alpha^{1/2}$, 0) является **устойчивым узлом**. В противоположном случае получаем **седло** – возмущение скорости убывает до нуля, а магнитное поле растёт и перестает быть малым.

Вблизи второго положения равновесия линеаризованное (1) имеет вид

$$\begin{cases} \frac{d\delta b}{dt} = 2(\alpha\tau - 1/\tau)\delta u\\ \frac{d\delta u}{dt} = -(\alpha\tau^2 + 1)\delta u - \delta b \end{cases}$$
(3)

Характеристическое уравнение системы (3) является квадратным. Оно имеет комплексные решения, если его дискриминант $D = (\alpha \tau^2 + 1)^2 - 8(\alpha \tau - 1/\tau) < 0$. При этом реальная часть решений равна $-(\alpha \tau^2 + 1)<0$, по-этому при D<0 равновесие является устойчивым фокусом. Если D>0, то при $\alpha \tau^2 > 1$ все собственные значения вещественны и отрицательны. Данный случай соответствует устойчивому узлу. При $\alpha \tau^2 < 1$ данная стационарная точка отсутствует.

Итак, мы рассмотрели все грубые равновесия системы (1). Негрубые равновесия могут быть рассмотрены в будущем. В зависимости от параметров решения системы (1) достигают одной из устойчивых стационарных точек. Если выполнено $\alpha^{1/2} < 1/\tau$, то существует только первая особая точка, имеющая тип устойчивого узла. Это означает, что вне зависимости от начальных значений, магнитное поле звезды при данных параметрах исчезает, а скорость в конвективной зоне остаётся конечной и определяется плавучестью. При противоположном неравенстве достигается вторая особая точка, имеющая тип устойчивого фокуса или узла в зависимости от знака дискриминанта, поскольку седло является неустойчивым. Любое сколь угодно малое магнитное поле в этом случае достигает конечных значений, зависящих от плавучести и соотношения времён конвекции. Скорость в конвективной зоне также достигнет конечной величины. Отдельно стоит отметить случай, когда начальное магнитное поле равно нулю. Тогда мы всегда будем иметь дело с первой стационарной точкой. Иными словами, если звезда не имела магнитного поля совсем, то оно и не появится в данной модели.

При рассмотренных постоянных значениях параметров в звезде не возникает периодическое или квазипериодическое изменение, подобное циклу Швабе на Солнце. Мы исключили из рассмотрения случаи переменных параметров и/или отрицательной плавучести. Однако нет подтверждений, что такая ситуация с плавучестью возможна в течение долгого времени. В этом случае решения системы (1) становятся неустойчивы к малым возмущениям. Случай переменных параметров будет рассмотрен в будущем.

Ниже на рисунке приведено численное решение системы (1) для параметров $\alpha = 32$, $\tau = 1/2$ при начальных условиях (0.1, 0.1), что соответствует устойчивому фокусу для второй стационарной точки и седлу для первой. Численные решения получены методом Рунге-Кутта четвёртого порядка. Рисунок иллюстрирует приведённый выше анализ. Видно, что скорость (рисунок а) и магнитное поле (рисунок b) достигают равновесных значений. На фазовом портрете заметен виток фокуса (рисунок с), менее одного оборота.



Рисунок. Безразмерные решения системы (1) при $\alpha = 32$, $\tau = 1/2$, и при начальных условиях (u = 0.1, b = 0.1). а) – скорость, b) – магнитное поле, c) интегральные кривые, зависимость магнитного поля от скорости. Безразмерное время меняется от 0 до 10, число шагов – 50000.

- 1. *Starchenko S.V.* Analytic scaling laws in planetary dynamo models // Geoph. Astroph. Fluid Dyn. 2019. V. 113. No 1-2. P. 71-79. https://doi.org/10.1080/03091929.2018.1551531
- Starchenko S.V. Levels of stabilization of velocity and magnetic induction in the convective zone of the Sun // Proceedings IAU Symposium No. 365. A.V. Getling & L.L. Kitchatinov, eds. 2024. P. 364-367. https://doi.org/10.1017/S1743921323005252

НЕОБЫЧНАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗАПЯТНЕННОГО ГИГАНТА KU PEG

Козлова О.В., Алексеев И.Ю.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

UNUSUAL SPECTRAL ACTIVITY OF THE SPOTTED GIANT KU PEG

Kozlova O.V., Alekseev I.Yu.

Crimean Astrophysical observatory, Nauchny, Crimea, Russia

We present the data of high-dispersion (R=20000) observations of the spotted giant KU Peg in the regions of the Ha, Na I D and He I 5876 lines obtained at the Crimean Astrophysical Observatory in 2022 and 2023 years. It is shown that the star shows signs of the presence of hot, dense circumstellar gas, the parameters of which vary on the time scale from a few months to years. Gas accumulates into the zone of local magnetic fields and forms large-scale structures (up to 4 R*) similar to protuberances, which can occupy about a quarter of the stellar disk or more. We believe that the physical mechanism of this unusual activity of KU Peg is similar to observed in FK Com-type stars and is caused by a faster rotation than in other spotted stars. This allows us to consider KU Peg as a lower-velocity analog of FK Comtype stars.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-165-168

Запятненный гигант KU Peg относится к группе звезд типа RS Cvn, куда входят тесные двойные системы с более массивным главным компонентом и хромосферной активностью. Но поскольку период системы KU Peg составляет 1411 суток [1], такая классификация может рассматриваться как формальная. В то же время в работе [2] отмечена близость расположения KU Peg на диаграмме Г-Р к быстровращающимся звездам типа FK Com и отмечается сходство спектров этих объектов.

В данной работе мы представляем результаты спектральных наблюдений с высоким разрешением (R = 20000) KU Peg за 2022-й и 2023-й гг., проводившиеся в Крымской астрофизической обсерватории в фокусе кудэ на 2.6 м телескопе ЗТШ, оборудованного эшелле-спектрографом, в области линий Hα, резонансного дублета Na I D и гелия He I 5876 Å.

Данные наблюдений показали, что в 2022 г. спектр звезды мало отличался от спектров обычных хромосферно-активных звезд, за исключением трех ночей, когда в красном крыле фотосферной линии Нα наблюдались протяженные абсорбции со скоростями до +200 км/с. Кроме того, в одну из ночей отмечалась широкая эмиссия с синей стороны фотосферного профиля со скоростями до –200 км/с. В 2023 году профили линии Нα изменились. Как видно из рис. 1, широкие эмиссионные крылья наблюдались почти каждую ночь, а в некоторые даты сильная эмиссия наблюдалась как с синей, так и с красной стороны фотосферного профиля. Граница эмиссионных крыльев достигала ± 200 км/с, но в отдельные ночи эти величины могли доходить до ± 300 км/с. В одну из ночей с синей стороны от Нα появилась сильная линия поглощения, лучевые скорости которой достигали – 400 км/с.

Наряду с линией На, индикатором хромосферной активности у запятненных звезд является также линия гелия Не I 5876 Å. Данные моделирования [3] показывают, что она образуется в плотном, горячем газе с $T \ge 16000^{\circ}$ К. В спектре KU Peg в 2022 г линия гелия наблюдалась без эмиссионного компонента. В 2023 г ситуация изменилась: как и На, линия Не I 5876 часто демонстрировала присутствие эмиссии с синей стороны фотосферного профиля со скоростями до –100 км/с. При этом ширина абсорбционного профиля соответствовала скорости вращения звезды (по данным [2] V sin $\iota = 29$ км/с).



Рис. 1. Профили линии На у КU Ред в 2023 г.

Присутствие эмиссии в линии гелия Не I 5876 Å, широкие 2-х компонентные эмиссионные профили в линии Hα, а также сильные линии поглощения, смещенные в синюю или красную сторону, совершенно нехарактерны для хромосферно-активных звезд. Но они являются обычными для молодых звезд с вращающимися околозвездными газовыми дисками и часто наблюдаются у Ae/Be звезд Хербига и звезд типа T Тельца. У запятненных объектов такие профили наблюдаются только у звезд типа FK Сот, имеющих компактные, горячие околозвездные газовые диски [4]. Поэтому мы рассматриваем данные наших наблюдений, как прямые свидетельства присутствия у KU Peg горячего и плотного околозвездного газа.

На рис. 2 показано изменение эквивалентных ширин На, резонансного дублета Na I D и He I 5876 от фазы вращения звезды в 2022–2023 гг. Вверху показано изменение блеска в полосе V по данным Киотского фотометрического обзора Kamogata (Kyoto) Wide-field Survey (KWS [5]). Хотя в 2022 г. фазы перекрыты не полностью, переменность эквивалентных ширин демонстрирует явную связь с фазой вращения. В 2023 г. из-за присутствия эмиссионной компоненты картина переменности более сложная, но и в линии Ha, и в линии гелия He I 5876 изменение с фазой вращения хорошо заметно. Этот результат дает нам возможность связать области горячего (T >16000° K) и плотного околозвездного газа с зонами локальных магнитных полей. Учитывая продолжительность наблюдения эмиссии в линии Ha (около 5 суток или больше), можно предположить, что площадь этих областей составляет не менее четверти от площади поверхности KU Peg.



Рис. 2. Изменение параметров эквивалентных ширин линий Нα, резонансного дублета Na I D и He I 5876 от фазы вращения звезды за 2022 и 2023 годы.

Известно, что скорость вращения является одним из основных параметров, характеризующим активность звезд солнечного типа (см., например, [6]). Звезды типа FK Com с их вращением, близким к критическому, хорошо вписываются в этот вывод.

В случае KU Peg можно оценить, что вращение звезды составляет треть от критической скорости вращения (см. данные [7]). Это выделяет

КU Ред среди других запятненных звезд и сближает ее со звездами типа FK Com. Зная границы эмиссии H α (± 200 км/с), мы можем оценить в приближении твердотельного вращения максимальный размер области CS газа, в котором формируется эмиссия H α . Он составляет 4 R*, что соответствует звездной хромосфере.Т.о. данные наблюдений показывают, что KU Peg демонстрирует спектральные признаки присутствия горячего, плотного околозвездного газа.Газ накапливается в зоне локальных магнитных полей в хромосфере звезды и, по-видимому, формирует области, аналогичные протуберанцам. В отличие от Солнца эти протуберанцы не являются одиночными, а сгруппированы в масштабные структуры, протяженность которых может составлять более четверти окружности звезды. Газ внутри этих структур может как аккрецировать на звезду, так и формировать мощный звездный ветер со скоростями более –300 км/с.

Мы полагаем, что физический механизм необычной активности KU Peg аналогичен механизму, наблюдаемому у звезд типа FK Com и обусловлен более быстрым, чем у обычных активных звезд, вращением звезды.

- 1. De Medeiros, Mayor J.R., and Simon T. // Astron. and Astroph., 1992, 254, L36.
- 2. Weber M. and Strassmeier K.G. // Astron. and Astroph., 2001, 373, p.974.
- 3. Тамбовцева Л.В., В.П. Гринин, О.В. Козлова // Астрофизика, 1999, 42, с.54.
- 4. Козлова О.В., Алексеев И.Ю., Кожевникова А.В. // Астрофизика, 2017, 60 № 1, с. 51.
- 5. Maehara H. // Journal Space Sci. Inform. Japan., 2014, 3, p.119.
- 6. Гершберг Р.Е., Клиорин Н.И., Пустильник Л.А., Шляпников А.А. // Физика звезд средних и малых масс с активностью солнечного типа. М: Физматлит, 2020.
- 7. Kövári Zs., Künstler A., Strassmeier K.G., et al. // Astron. And Astroph., 2016, 596, p.53.

МНОГОВОЛНОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ КВАЗИПЕРИОДИЧЕСКИХ ПУЛЬСАЦИЙ ИМПУЛЬСНОЙ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ С2.8

Койнаш Г.В.¹, Зимовец И.В.¹, Шарыкин И.Н.¹, Иванов Е.Ф.², Киселев В.И.², Низамов Б.А.³

¹Институт Космических Исследований РАН, Москва, Россия ²Институт Солнечно-Земной Физики СО РАН, Иркутск, Россия ³Государственный Астрономический Институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия

MULTI-WAVELENGHT OBSERVATIONS OF QUASI-PERIODIC PULSATIONS IN AN IMPULSIVE C2.8 CLASS SOLAR FLARE

Koynash G.V.¹, Zimovets I.V.¹, Sharykin I.N.¹, Ivanov E.F.², Kiselev V.I.², Nizamov B.A.³

¹Space Research Institute RAS, Moscow, Russia ²Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia ³Sternberg Astronomical Institute Moscow University, Moscow, Russia

Quasi-periodic pulsations (QPP) are observed in many solar flares across the spectrum from radio waves to gamma radiation [1]. QPP are a characteristic feature of the energy release process in solar flares in the solar atmosphere. QPP can be described by one of the many proposed physical models [2, 3]. To obtain further clarity, a more thorough multiparameter analysis of multi-wavelength observations is needed. In this work, we present the results of a preliminary analysis of multi-wavelength observations of the impulsive C2.8 solar flare that occurred in NOAA 13256 on 19 March 2023, and briefly discuss possible mechanisms of the detected QPP.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-169-172

Импульсная солнечная вспышка класса C2.8, наблюдаемая 19 марта 2023 года с 02:12 до 02:19 UT в южном полушарии восточной части диска Солнца (S23E58) в полутени активной области (AO) NOAA 13256 (β /Eho), несмотря на малый класс и, казалось бы, простую конфигурацию пятен в AO, обладала "комплексностью" временной и пространственной структуры, характерной для солнечных вспышек более высоких классов. Событие зарегистрировано обширным числом обсерваторий. В исследовании использованы данные многоволнового наблюдения в широком диапазоне частот – от микроволнового (MB) излучения, данные радиоастрономических комплексов: SOLARSPEL, Сибирского Радиогелиографа (СРГ) (Бадары, ИСЗФ) и NoRP (Nobeyama), до рентгеновского излучения (РИ) – GOES-18/XRS, Fermi/GBM, Wind/Konus, SolO/STIX, ASO-S/HXI. Изображения источников MB излучения получены в результате обработки данных СРГ для частот 9.0 и 11.8 ГГц; источники ультрафиолетового (УФ) излучения ($\lambda = 131$ Å и $\lambda = 1600$ Å) определены по данным SDO/AIA, источники РИ –

по данным SolO/STIX и ASO-S/HXI. Магнитограммы получены из данных SDO/HMI.

В юго-западной части полутени основного пятна отрицательной магнитной полярности, рядом с нейтральной линией (НЛ) на фотосфере, располагалась область с высоким градиентом магнитного поля, который достигал значений ≈ 0.65 кГс/Мм (обозначена стрелкой на рис. 1а). Эта область соответствовала местоположению предвелышечных источников, которые указывают на вероятные узлы зарождения вспышки. Через окрестности этой области проходила система скрученных силовых линий магнитного поля, отображенных голубым и жёлтым цветом на рис. 1а. Исходя из этих данных, можно предположить, что как предвелышечные структуры, так и основная солнечная вспышка могли быть вызваны неустойчивостью данной системы силовых линий.

Проекция рассматриваемой области совпадала по пространственному положению с северной частью западной вспышечной ленты, а также с источниками в МВ- и рентгеновском диапазонах. В импульсной фазе вспышки источники жёсткого РИ (>20 кэВ) были сосредоточены вблизи вспышечных лент. Источник мягкого РИ находился между лентами, причем его центр яркости примерно совпадал с центром яркости источника MB излучения (рис. 1б), который имел круговую поляризацию ≈ 17%.



Рис. 1. (Слева, а) Предвспышечная магнитограмма SDO/HMI с нанесенными наборами силовых линий поля, реконструированного в нелинейном бессиловом приближении. Стрелкой отмечено положение предвспышечного источника. Вспышечные ленты – красные пунктирные контуры. (Справа, б) УФ изображение SDO/AIA 1600 Å с контурами MB 9.0 ГГц (оранж.), 11.8 ГГЦ (желтый) по данным СРГ и РИ 4-10 кэВ (циан), 25–50 КэВ (синий) по данным SolO/STIX.

Продолжительность импульсной фазы вспышки ≈ 60 с. Согласно данным в МВ и РИ, были зафиксированы 4 пика квазипериодических пульсаций (КПП). По данным рентгеновского инструмента GBM, а также STIX (см. Fig. 1 [7]) и временной производной теплового РИ в диапазоне 1.0–8.0 Å, удалось выделить пятый пик (рис. 2а). В целом, наблюдения в рентгеновском и MB диапазонах согласуются с эффектом Нойперта [4]. На основании этих данных можно заключить, что пульсации, вероятно, были вызваны серией кратковременных (4–5) эпизодов ускорения и инжекции электронов в сложную систему магнитных петель [7].

Наблюдается тенденция к сокращению временного интервала между соседними пиками КПП: для 1–2 пиков $P_{1-2} \approx 15$ с, для 2–3 пиков $P_{2-3} \approx 13$ с, а для 3–4 и 4–5 пиков $P_{3-4, 4-5} \approx 9$ с. Средний период колебаний КПП оценивается как ≈ 11.5 с. Вейвлет-анализ сглаженного и нормализованного сигнала с вычитанием тренда показывает значимый спектральный пик, соответствующий периоду ≈ 15.1 с (рис. 26).

Большинство используемых инструментов для построения изображений (например, SDO/AIA) обладают временным разрешением, сопоставимым с периодом КПП или даже превышающим его. В связи с этим для анализа динамики «тонкой» пространственной структуры нами были использованы данные СРГ, который обеспечивает временное разрешение ≈ 3 с на каждой частоте из сетки частот СРГ. Это позволяет детально рассмотреть динамику источников микроволнового излучения в импульсной фазе солнечной вспышки.



Рис. 2. (Слева, а) Временные профили РИ 1.0–8.0 Å и его производной по времени по данным GOES-18. (Справа, б) Вейвлетограмма и глобальный вейвлет-спектр нормированного сглаженного профиля производной по времени РИ 1.0–8.0 Å с вычтенным трендом (оранжевая кривая).

Был проведен анализ некоторых вероятных механизмов КПП для данного события на основе МГД осцилляций [2, 3, 5, 6]. Период наблюдаемых КПП находится в диапазоне характерных значений для осцилляций в корональных петлях [1–3]. В таблице приведены оценки основных мод колебаний, рассчитанные на основе следующих параметров, полученных из данных наблюдений и экстраполяции магнитного поля: длина петли $L\sim10^9$ см, радиус поперечного сечения петли $a\sim10^8$ см, напряжённость магнитного поля в петле $B\sim10^3$ Гс, концентрация плазмы в петле $n\sim10^{11}$ см⁻³ (на основе оценки меры эмиссии ЕМ из данных XRS), температура плазмы $T\sim10^7$ К (из данных XRS).

Как видно из таблицы, периоды основных мод колебаний не совпадают с наблюдаемыми периодами КПП в точности, однако они совпадают по порядку величины, что является типичным для исследований КПП.

Предварительный вывод: совокупность характеристик, выявленных на основе анализа наблюдений, позволяет предположить, что наблюдаемые пульсации в МВ и рентгеновском диапазонах отражают серию последовательных эпизодов энерговыделения, связанных с ускорением и инжекцией электронов в сложную систему магнитных петель АО.

МГД механизмы	Оценочный период КПП
Глобальная перетяжечная мода	$P_{GSM} = \frac{2L}{C_P} \approx 4 c$
Радиальная мода	$P_{RAD} = \frac{a}{\sqrt{c_{S_0}^2 + c_{A_0}^2}} \approx 0.2 \text{ c}$
Глобальная изгибная мода	$P_{GKM} = \frac{2L}{c_K} < 4 c$
Глобальная продольная мода	$P_{GLM} = \frac{2L}{C_{T_0}} \approx 40 \text{ c}$
RLC мода (Зайцева-Степанова)	$P_{RLC} \sim 10 \cdot \frac{S_{17}}{I_{[11]}} \approx 3 c$

Таблица. Периоды некоторых возможных мод МГД осцилляций корональных петель на основе оценок их параметров для рассматриваемой вспышки C2.8 19 марта 2023.

Несмотря на большое количество проанализированных современных данных многоволновых наблюдений, мы не можем сделать однозначный вывод о механизме КПП. Вопрос о роли МГД осцилляций остаётся открытым. В частности, не ясно, каким образом МГД осцилляции могут модулировать процессы ускорения/инжекции электронов в комплексной системе корональных петель. Будут проведены дополнительные исследования для уточнения возможного сценария исследуемой солнечной вспышки и механизма КПП.

- 1. Nakariakov, V.M., Melnikov, V.F. // Space Science Reviews, 2009, v. 149, Issue 1-4, pp. 119-151
- 2. Kupriyanova, E., Kolotkov, D., Nakariakov, V., et al. // Solnechno-Zemnaya Fizika, 2020, 6. 3-29. 10.12737/szf-61202001
- 3. Zimovets, I.V., McLaughlin, J.A., Srivastava, A.K., et al. // Space Sci Rev, 2021, 217, 66.
- 4. Neupert, Werner // Astrophysical Journal, July 1968, vol. 153, p. L59.
- 5. *Nakariakov V.M., Kolotkov D.Y., Kupriyanova E.G., et al.* // Plasma Phys. and Controlled Fusio, 2019, v. 61, id. 014024.
- 6. Зайцев В.В., Степанов А.В. // Успехи физ. Наук, 2008, т. 178, № 11. С. 1165–1204.
- 7. Koynash, G., Sharykin, I., Zimovets, I. // Труды конференции ВАК-24 "Современная астрономия: от ранней Вселенной до экзопланет и черных дыр", (2024, accepted)

ГОДОВЫЕ КОЛЬЦА ДЕРЕВЬЕВ И СОЛНЕЧНЫЕ ЦИКЛЫ В КЛИМАТЕ ЗЕМЛИ

Комитов Б.П.¹, Кафтан В.И.²

¹Институт астрономии с НАО-БАН, София, Болгария ²Геофизический центр – РАН, Москва, Россия

THE ANNUAL TREE RINGS AND SOLAR CYCLES IN EARTH CLIMATE

Komitov B.P.¹, Kaftan V.I.²

¹Institute of Astronomy and NAO-BAS, Sofia, Bulgaria ²Geophysical Center – RAS, Moscow, Russia

The solar cycles traces in Earth climate on the base of annual tree rings widths data is a subject of present study. For this aim 128 time series from all inhabited continents has been used for the second calendar millennium until to end of 1980^{th} from International Tree Rings Data Base (ITRDB) has been used. In presented there analysis the focus is on possible influence of solar ~200 yr deVries-Suess cycle on climate

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-173-176

Введение

Результаты, представленные в настоящем исследовании, имеют характер побочного продукта, полученного при тестировании программного обеспечения, предназначенного для обработки данных о солнечно-земных связях. В данном конкретном случае работа представляет собой исследование временных рядов индекса роста годовых колец большого числа древесных образцов, полученных в разных регионах Земли. Целью исследования является получение информации о влиянии циклов космической погоды на климат Земли на протяжении второго тысячелетия нашей эры. Исследование осуществлено на основе опубликованных данных о ширине годовых колец долгорастущих деревьев из разных регионов нашей планеты. Таким образом, это исследование можно считать продолжением наших прежних работ по связи ширины годовых колец с вариациями космического климата.

Данные, анализ и результаты

В качестве объекта исследований нами использованы данные о годовых индексах роста колец деревьев со всех обитаемых материков Земли. Эти данные были опубликованы около середины 1990-х в International Tree Rings Data Base (ITRDB), где хранятся временные ряды приблизительно 3000 древесных образцов. Однако оказалось, что не все опубликованные данные были организованы по правилам общепринятого стандарта. Это помешало использовать большое число данных, в основном из Северной Америки, в том числе, оказались неприменимыми все данные Канады. В других случаях данные были неполными. Например, отсутствовала информация о высоте над уровнем моря, о виде и классе древесного образца. Кроме того, так как акцент в этой части исследования был специально сделан на влияние квазидвухсотлетнего солнечного цикла, были использованы временные ряды длиной не менее 270 лет. Таким образом, полезными для нашего исследования оказались 128 временных рядов.

Для снижения влияния флуктуаций продолжительностью около и менее 3–4 лет, для упомянутых временных рядов было сделано сглаживание временным окном продолжительностью 3 года. В итоге, сглаженные временные ряды были проанализированы на предмет наличия статистически достоверных циклов при помощи T-R-периодограммного анализа.

Результаты и выводы разных исследований солнечной активности на основе исторических (косвенных) и инструментальных данных указывают преимущественно на две оценки продолжительности двухвекового цикла – около 176–180 и 200–210 лет. Первые из них более старые. Они относятся, прежде всего, к середине XX века (Шове, Бонов, Витинский, см. работу [1] и ее библиографию), основаны на морфологическом анализе используемых данных о солнечных пятнах и полярных сияниях и, в меньшей и ограниченной степени, на численных методах. Вторые – более новые, относятся к концу XX – началу XXI века. Они базируются преимущественно на данных о космогенных радиоизотопах и получении спектров при помощи разных численных методов анализа и вычислительной техники [2–4]. Кроме того, следует также отметить, что колебания продолжительностью около 176–180 лет в солнечно-климатических связях часто приписывают гравитационно-приливным влияниям положения центра масс Солнечной системы на разные геосферы.



Рис. 1. Гистограмма распределения периодов статистически значимых циклов в диапазоне 160–240 лет.

Для исследования этой проблемы в нашей работе была получена гистограмма распределения случаев, в которых был установлен статистически достоверный цикл продолжительностью в интервалах 160–240 лет. Такие случаи имеют место в 58 из всех 128 исследуемых временных рядов, т.е. в диапазоне 45%.

На гистограмме виден значительный пик в интервале 204–208 лет, который содержит 19% из всех случаев, а также и второй – более низкий и размытый порядка 191–195 лет. Практически не проявился цикл продолжительностью около 175–180 лет. Подобное распределение в «тонкой структуре» 200-летнего цикла может быть, по всей видимости, связано с двумя типами явлений космической погоды. На основании результатов наших прежних исследований, 203–208-летний пик можно отнести к влиянию вариаций ГКЛ, в то время как колебания с периодами 190–195 лет связаны со вспышечной активностью Солнца. Обе группы процессов неодинаково проявляются в климате Земли. В результате этого, среднее значение двухвекового цикла в Северном полушарии (198 лет) немного короче, чем в Южном, где оно составляет 204 года. Во втором случае величина ближе к среднему значению, полученному на основе данных о «космогенных» радиоизотопах.



Рис. 2. Проявление квазидвухсотлетнего цикла в исследуемых древесных образцах в зависимости от высоты над уровнем моря (HASL – High Above Sea Level) и географической широты (LAT). Результаты линейного дискриминантного анализа.

На рис. 2 показаны результаты анализа случаев проявления статистически значимых двухсотлетних циклов в исследуемых дендрохронологических рядах в зависимости от двух потенциальных факторов – высоты над уровнем моря (по абсциссе) и географической широты (по ординате). Темными кружками обозначены случаи, когда в соответствующих временных рядах выявлен статистически достоверный 200-летний цикл. Альтернативные события (отсутствие двухсотлетнего цикла) указаны светлыми кружками. Между обоими событиями имеется четко различимое распределение в указанном факторном пространстве, которое статистически подтверждается дискриминантным анализом. Таковой был выполнен при использовании 20-ти различных дискриминантных функций. Оказалось, что разделение альтернативных событий выявляется наилучшим образом при использовании простейшей линейной функции. В этом случае разделение выявляется с вероятностью намного большей 99%.

Как видно из графиков, географическая широта оказалась главным фактором. Случаи статистически достоверного 200-летнего цикла практически полностью доминируют в Южном полушарии и на более низких широтах в Северном полушарии. В тоже время, севернее экватора и особенно на средних широтах, картина довольно пестрая, там наблюдаются оба события практически с одинаковой вероятностью. Возможно, что эта разница связана со специфическими климатическими и геофизическими факторами в Южном полушарии, такими как ENSO, Южно-Атлантическая геомагнитная аномалия, преобладание поверхности океана и др., либо, в Северном полушарии, из-за влияния Северно-Атлантической осцилляции. Из графики также видно, что влияние высоты над уровнем моря на распределения обеих альтернативных событий небольшое, хотя и статистически ощутимое. На низких высотах 200-летний цикл проявляется немного чаще.

При использовании χ^2 -теста установлено, что 200-летний цикл выявляется заметно чаще у дендрохронологических рядов длиной в среднем 440 лет, чем у более коротких. Самая вероятная причина этому связана с тем, что амплитуды солнечного 200-летнего цикла лучше выявляются между минимумами Оорта и Маундера (XI–XVII вв.). Это связанно с соответствующей фазой 2400-летнего солнечного цикла (Гальштата).

На следующем этапе исследований предполагается продолжать анализ околодвадцатилетних циклов, а также циклов субвековой и квазивековой продолжительности.

- 1. Витинский Ю.И., Оль А.И., Сазонов Б.И. Солнце и атмосфера Земли. Гидрометео-издат, Л.: 1976.
- 2. de Vries H. // Konikl. Ned. Acad. Wetenshop. V., 1958, v.861. p.94-102.
- 3. Suess H. // Radiocarbon, 1980, 22, No. 2, 00-209.
- 4. Damon, P.E. & Sonett, C.P. // The Sun in Time / Sonett., C.P., Giampapa, M.S, USA, 1991.

ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН ПО ДАННЫМ SDO

Королькова О.А.¹, Живанович И.², Соловьёв А.А.¹

¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия ²Астрономическая обсерватория Белграда, Белград, Сербия

LONG-TERM OSCILATIONS OF THE MAGNETIC FIELD OF SUN-SPOTS ACCORDING TO SDO DATA

Korolkova O.A.¹, Živanović I.², Solov'ev A.A.¹

¹Main (Pulkovo) observatory of RAS, St. Petersburg, Russia ²Astronomical observatory of Belgrade, Belgrade, Serbia

The study of long-period oscillations of solar formations, such as sunspots, chromospheric filaments, and coronal loops, is a relatively young but actively developing area of research in modern solar physics. Observations of the Sun with the Solar Dynamics Observatory (SDO) make it possible to detect oscillations of physical parameters of solar activity elements with periods ranging from several tens of minutes to several tens of hours. In the case of long-term oscillations, we observe a displacement along one or another direction of the physical body of the sunspot as a whole. Significant masses of matter are involved in such oscillations.

To identify the periods of magnetic field oscillations, we sampled sunspots from SDO data and applied Fast Fourier Analysis (FFT), one of the Fourier transforms widely used in time series analysis. FFT allows us to identify the most significant frequencies in a discrete signal. The obtained values of the oscillation periods of the selected sunspots agree well with the theoretical estimates obtained in [6].

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-177-180

1. Введение

Современные космические наблюдения позволяют обнаруживать колебания физических параметров элементов солнечной активности с периодами от нескольких минут до нескольких десятков часов. Медленные колебательные процессы выражаются в том, что квазипериодически меняются параметры всей системы в целом, как единого магнитосвязанного объекта, смещающегося в поле сил тяжести. В такие колебания вовлекаются значительные массы вещества.

Исследованию колебаний хромосферных волокон и корональных петель посвящен ряд работ [2, 3]. Изучение низкочастотных колебаний пятен и связанных с ними миллиметровых радиоисточников представлено в работе [4]. В работе [1] представлены результаты исследования долгопериодических колебаний пятен по данным обсерватории SOHO. Были надежно обнаружены периоды в несколько десятков часов. Также эти периоды были разделены на различные моды, связанные с разными физическими процессами, происходящими в пятнах. В работе [6] была предложена теоретическая модель «неглубокого» солнечного пятна, которая хорошо согласовывалась с наблюдательными данными.

В данной работе мы исследуем временные изменения напряженности магнитного поля в центре пятна по данным Solar Dynamic Observatory, продолжая работы, проводимые в лаборатории физики Солнца ГАО РАН раньше.

2. Модель неглубокого солнечного пятна

Модель неглубокого пятна [6] рассматривает униполярное солнечное пятно как достаточно уединенную магнитную структуру, ограниченную не только боковой квазицилиндрической поверхностью, где нормальная составляющая поля обращается в нуль, но и снизу, на глубине около 4 Мм под фотосферой.



Рис. 1.

На рис. 1 представлено схематическое изображение модели. В области, где вертикальное поле превышает поле равнораспределения В* (слева), конвекция тормозится, создается зона тепловой депрессии. Верхние части трубок с сильным магнитным полем, а также промежутки между ними,

охлаждаются и сжимаются к центру разностью газовых давлений $P_{ex} - P_{in}$. Справа сжатие пятна останавливается, течения газа с глубиной меняют знак и, встречая у верхней кромки горячей зоны (выделена белым), восходящие из неё потоки газа, получают

от них поддерживающий импульс. Модель показывает, что крупномасштабные течения газа вокруг пятна и под ним являются следствием, а не причиной образования пятна. Однако существуют ограничения параметров по напряженности поля и по площади, которые связаны с отличием геометрии магнитного поля пятна от геометрии поля круглого соленоида. Последнее является важной предпосылкой нашей работы. Именно в работе [6] была впервые исследована устойчивость равновесий солнечных пятен, изучены собственные колебания пятна как целого и получена теоретическая зависимость предельной колебательной моды солнечного пятна от напряженности его магнитного поля.

3. Обработка данных

В качестве объектов нами были выбраны три солнечных пятна, расположенных в активных областях NOAA 11371, NOAA 12107, NOAA 12995. Временные интервалы наблюдений (время указано в UTC): 1) NOAA 11371 с 2011.12.05 22:00 по 2011.12.10 02:12; 2) NOAA 12107 с 2014.07.03

00:00 по 2014.07.08 00:00; 3) NOAA 13310 с 2023.05.19 00:00 по 2023.05.28 00:00. На рис. 1 представлена магнитограмма SDO/HMI от 8 декабря 2011 г., справа – увеличенная область диска Солнца с активной областью NOAA 11371.

Для всех отобранных солнечных пятен мы исследовали напряженность магнитного поля в центре пятна, а точнее, экстремальное значение B_{ext} магнитного поля в тени. При выборе длины ряда наблюдения мы руководствовались следующими принципами: а) ожидаемый период P_{exp} для лучшей выделяемости должен кратно укладываться на длине ряда; б) 12-ти часовой артефакт, который есть в данных SDO/HMI [5], наоборот, не должен быть кратен; в) наблюдение должно быть симметричным относительно момента прохождения пятна по центральному меридиану.







На рис. 3 показано изменение значения B_{ext} в течение времени для NOAA 11371, толстой сплошной линией проведен тренд. Пятно имело отрицательную полярность.

Для выявления периодов колебаний магнитного поля мы применяли метод быстрого Фурье анализа (FFT) – одного из преобразований Фурье, широко используемого при анализе временных рядов. FFT позволяет выявить наиболее значимые частоты в дискретном сигнале.

На рис. 4. показаны результаты применения FFT для всех исследуемых нами пятен. Хорошо наблюдается значимый искомый период, а также период в районе 12 часов, соответствующий артефактному. Для NOAA 11310 также получен удвоенный период в районе 34 часов, что говорит о необходимости доработки нашего метода и дальнейшего исследования. В правом нижнем углу рис. 4. представлена зависимость предельной колебательной моды (M1) солнечного пятна от напряженности его магнитного поля (рисунок взят из статьи [1]). Черными кружками нанесены значения полученных нами периодов. Видно, что они достаточно хорошо ложатся на кривую (Fit M1) и согласуются с результатами предыдущих наблюдений (черные точки).



Рис. 4.

4. Заключение

Выявлены долгопериодические колебания магнитного поля трех солнечных пятен по данным SDO. Данные по SDO добавляют уже имеющийся каталог обработанных пятен по SOHO и GONG. Природу низкочастотных колебаний можно объяснить тем, что солнечное пятно, как единое целое, совершает квазипериодические вертикальные смещения: то поднимается, то опускается, при этом, вследствие относительной медленности процесса, сохраняется баланс давлений между пятном и окружающей фотосферой, так что при вертикальных смещениях пятна изменяется и поперечный размер его магнитной силовой трубки, а вместе с этим, вследствие сохранения магнитного потока, и среднее по сечению магнитное поле.

- 1. Efremov V.I., Parfinenko, L.D., Solov'ev A.A., Kirichek E.A. // Solar Phys., 2014, vol. 289, iss. 6, pp.1983-1998.
- 2. Foullon C., Verwichte E., Nakariakov V.M. // Astrophys. J., 2009, vol. 700, iss. 2, pp.1658-1665.
- 3. Kumar P., Nakariakov V.M., Cho Kyung-Suk // Astrophys. J., 2015, v. 804, iss. 1, id.4, 11 pp.
- 4. Smirnova V., Riehokainen A., Ryzhov V., et al. // A&A, 2011, vol. 534, id.A137, pp.1-6.
- 5. Smirnova V.V., Efremov V.I., Parfinenko L.D. et al. // A&A, 2013, v. 554, id.A121, 7 pp.
- 6. Solov'ev, A.A., Kirichek, E.A. // Astrophys. and Space Sci., 2014, vol. 352, iss. 1, pp.23-42.
ЭФФЕКТ ГНЕВЫШЕВА В СУММАРНОЙ ПО ДИСКУ ПЛОЩАДИ ГРУПП ПЯТЕН РАЗНЫХ РАЗМЕРОВ

Костюченко И.Г.¹, Вернова Е.С.²

¹Научно-исследовательский физико-химический институт им. Л.Я. Карпова, Москва, Россия ²Санкт-Петербургский Филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

GNEVYSHEV GAP IN THE SUNSPOT AREA INDEX FOR THE SUNSPOT GROUPS OF DIFFERENT AREA

Kostyuchenko I.G.¹, Vernova E.S.²

¹Karpov Institute of Physical Chemistry, Moscow, Russia ²IZMIRAN, St.-Petersburg Filial, St. Petersburg, Russia

We have analyzed the behaviour of sunspot area index as a proxy of the local strong magnetic field of sunspots during the phase of the solar 11-year cycle maximum in cycles 12-24. Separately we investigated the behaviour of similar indices, calculated for the large sunspot groups, with area greater than 500 msh and 1000 msh. We found that a temporary decrease in the sunspot area index (Gnevishev gap) and the corresponding double peak structure of cycle maximum is observed in most of analyzed cycles. In each of the latitudinal hemispheres two maxima of different heights are also observed in most cycles, but they appear asynchronously in the hemispheres and therefore do not form the pronounced double peak structure in sunspot area index. It turned out that the Gnevyshev gap is most noticeable in the evolution of the large sunspot group area and variations in area of such groups contribute mainly to the observed Gnevyshev gap in sunspot area index. We suggest that the presence of the Gnevyshev gap in the sunspot area index is possibly related to the fact that the efficiency of a mechanism responsible for the formation of local strong magnetic fields of sunspots is sensitive to changes in the magnitude of the solar large-scale magnetic field, in which the Gnevyshev gap is well pronounced, and to changes in its configuration during the solar magnetic field reversal.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-181-184

Введение

Временное ослабление активности в фазе максимума 11-летнего солнечного цикла и, как результат, двухпиковая структура максимума были впервые отмечены Гневышевым в интенсивности корональной линии 530.3 нм в цикле 19 [1]. Наиболее заметно это уменьшение было на гелиоширотах, на которых наблюдаются солнечные пятна. В дальнейшем многочисленные исследования показали, что это явление, названное «провал Гневышева», наиболее ярко проявляется в корональных индексах солнечной активности, в параметрах межпланетной плазмы, интенсивности галактических космических лучей, в крупномасштабном магнитном поле Солнца, но слабо заметно в индексе числа солнечных пятен. В данной работе анализируются вариации суммарной по солнечному диску площади солнечных пятен, как наиболее адекватный показатель количества сильных локальных магнитных полей, наблюдаемых на поверхности фотосферы. Отдельно анализируется вклад в эти вариации двух категорий крупных групп пятен, а именно, тех, которые за время их наблюдения достигали площади 500 мдп и1000 мдп.

Результаты и обсуждение

Мы использовали данные о площадях и координатах групп солнечных пятен обсерватории Гринвич http://solarcyclescience.com/activeregions.html за 1874–1976 гг., и далее аналогичные данные Кисловодской Горной Станции http://158.250.29.123:8000/web/Soln_Dann/. При подсчёте суммарной площади групп пятен с заданным пороговым значением учитывалась площадь каждой из групп за все время её наблюдения, если площадь этой группы хотя бы в одно из наблюдений достигала порогового значения. Даты переполюсовки магнитного поля взяты из http://wso.stanford.edu/Polar.html и [2].



Рис. 1. Сглаженные за 13 месяцев суммарные по диску площади групп пятен разных размеров. На верхнем графике указаны номера циклов; стрелками внизу отмечены моменты переполюсовки магнитного поля в южном полушарии, а вверху – в северном.

Из рисунка 1 и таблицы видно, что провал Гневышева наблюдается в большинстве циклов за исключением цикла 19. Основной вклад в эффект в суммарной по диску площади всех групп пятен дают вариации площади крупных групп пятен, достигавших за время их наблюдения площади больше 500 мдп. В эволюции площади более мелких групп, с площадью меньше 500 мдп, эффект Гневышева не наблюдается или проявляется слабо. Аналогичный результат ранее был получен при анализе вклада крупных групп пятен в формирование квази-двухлетних вариаций солнечной активности [3].

Таблица. Отношение значения площади групп пятен в минимуме провала активности к среднему значению двух максимумов до и после провала.

Ncycl	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24
Sgg/Smax avr													
all groups			0.7	0.75	0.74		0.75		0.87	0.86	0.87	0.71	0.65
gr>500Msh	0.73	0.8	0.49	0.66	0.59	0.75	0.63		0.86	0.84	0.8	0.51	0.43
gr>1000Msh	0.68	0.6	0.16	0.45	0.47	0.61	0.57		0.78		0.58	0.36	0.17

Эффект Гневышева существенно заметнее проявляется в эволюции суммарной по диску площади крупных групп пятен, достигавших за время их наблюдения площади больше 500 мдп и больше 1000 мдп. Это соответствует выводам [1, 4, 5] о том, что обсуждаемая вариация более выражена в мощных проявлениях солнечной активности.



Рис. 2. Сглаженные за 13 месяцев суммарные по диску площади всех пятен (верхняя панель), в северном (средняя панель) и южном (нижняя панель) полушариях. Стрелками указаны даты переполюсовок магнитного поля в каждом из полушарий.

Из рисунка 2 следует, что в большинстве циклов в каждом из широтных полушарий наблюдаются два различных по амплитуде максимума, но отсутствие синхронности, как правило, не приводит к образованию выраженной двухпиковой структуры в суммарной по диску площади пятен. Момент переполюсовки в каждом из широтных полушарий приходится на разные стадии эволюции провала активности, хотя в ряде циклов близок к моменту минимального значения площади. Однако однозначную связь между переполюсовкой магнитного поля Солнца и эффектом Гневышева в индексе площади солнечных пятен установить трудно. Тем не менее, сам процесс переполюсовки является сложным и продолжительным, в этот период происходит перестройка структуры крупномасштабного магнитного поля Солнца, с которой связывается [6] возникновение эффекта Гневышева. Объяснить проявление этого эффекта в эволюции индекса площадей солнечных пятен, особенно ярко выраженного в случае крупных групп пятен, можно, предположив, что эффективность механизма, ответственного за формирование локальных сильных магнитных полей солнечных пятен, очень чувствительна к изменению величины крупномасштабного магнитного поля Солнца и его конфигурации.

Выводы

Эффект Гневышева наблюдается в индексе площади пятен в большинстве циклов 12–24. Наиболее заметно он проявляется в эволюции площади групп пятен с площадью больше 500–1000 мдп. Именно эти группы пятен дают основной вклад в эффект Гневышева в суммарной площади пятен.

В двух широтных полушариях вариации площади пятен в фазе максимума циклов не синхронны, различаются по форме и от цикла к циклу, что, как правило, не способствует образованию выраженной двухпиковой структуры в суммарной по диску площади пятен.

Проявление эффекта Гневышева в индексе площади солнечных пятен, возможно, связано с тем, что эффективность механизма, ответственного за формирование локальных сильных магнитных полей солнечных пятен, чувствительна к изменению величины крупномасштабного магнитного поля Солнца, в котором эффект Гневышева хорошо выражен, и его конфигурации, изменяющейся в процессе переполюсовки.

- 1. Gnevyshev, M.N. // Solar Phys., 1967, 1, 107-120.
- 2. Makarov, V.I. and Makarova, V.V. // Solar Phys., 1996, 163, 267-289.
- 3. Костюченко, И.Г. / Тр. «Солнечная и с-з физика-2017», 2017, 199-202.
- 4. Gnevyshev, M.N. // Solar Phys., 1977, 51, 175-183.
- 5. Feminella, F. and Storini, M. // Astron. Astrophys., 1997, 322, 311–319.
- 6. Obridko, V.N., Shibalova, A.S., Sokolof, D.D. // 2024, arXiv:2403.18568v1 [astro-ph.SR]

О ВЛИЯНИИ ОБРАТНОГО ТОКА НА ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Кудрявцев И.В., Ватагин П.В.

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

ON THE INFLUENCE OF REVERSE CURRENT ON THE GENERATION OF LANGMUIR WAVES IN SOLAR FLARES PLASMA

Kudryavtsev I.V., Vatagin P.V.

Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

It is well known that electrons acceleration to high energies and electromagnetic radiation is generated in a wide range of frequencies takes place during solar flares. The fast electrons generate hard X-ray radiation in solar plasma and can excite plasma waves also. The latter can generate electromagnetic waves that are recorded by radio telescopes on Earth. When electron beams are injected into plasma, as is known, a reverse current is generated, consisting of thermal electrons. The effect of the electric field of the reverse current on the generation of plasma waves is considered.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-185-188

Изучение эволюции функции распределения быстрых электронов в плазме солнечной атмосферы важно для изучения процессов нагрева плазмы и ускорения заряженных частиц при преобразовании энергии магнитного поля в энергии заряженных частиц. Это связано с тем, что место, где происходит преобразование энергии магнитного поля в тепловую энергию плазмы и кинетическую энергию заряженных частиц, и область генерации радио и рентгеновского излучения, разнесены в пространстве. Основное внимание при изучении распространения высокоэнергичных электронов, появляющихся в солнечной плазме, уделяется их кулоновскому взаимодействию с частицами окружающей плазмы (см., например, [1-5]). Такой подход объясняется в первую очередь необходимостью описания параметров жесткого рентгеновского излучения солнечных вспышек: энергетических спектров, поляризации и направленности. Меньшее внимание уделяется учету взаимодействия во вспышечной плазме быстрых электронов с плазменными волнами, хотя это взаимодействие оказывает влияние на генерацию радиоизлучения. Как известно, быстрые электроны могут возбуждать ленгмюровские волны и быстро релаксировать при взаимодействии с ними. В свою очередь эти волны порождают радиоизлучение солнечной плазмы [6–11], которое несет информацию о физических процессах на Солнце и регистрируется при наблюдениях. Это радиоизлучение может образовываться при слиянии ленгмюровских волн. Поэтому изучение динамики быстрых электронов и ленгмюровских волн во вспышечной петле представляет интерес не только для описания процесса генерации жесткого рентгеновского излучения, но и описания процесса генерации радиоизлучения ленгмюровскими волнами.

Ещё одним источником изменения функции распределения быстрых электронов является их взаимодействие с электрическим полем обратного тока, который генерируется в плазме при вторжении быстрых частиц в результате электромагнитной индукции. Применительно к плазме солнечной атмосферы это явление рассматривалось в работах [2, 4].

Рассмотрим задачу о влиянии электрического поля обратного тока на процесс генерации ленгмюровских волн в солнечной плазме. Система уравнений для функции распределения электронов f и спектральной плотности энергии ленгмюровских волн W_k в однородном приближении. Согласно работам [7, 12, 13] имеет вид:

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \frac{eE}{m} \frac{\partial f}{\partial v} = \frac{\partial}{\partial v} \left(D \frac{\partial f}{\partial v} + v_e \left(vf + v_{T_e}^2 \frac{\partial f}{\partial v} \right) \right)$$
(1)

$$\frac{\partial W_k}{\partial t} = (\gamma_k - \nu_{eff})W_k + Q_k$$
⁽²⁾

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

где t и v – время и проекция скорости электронов на ось OZ (k – волновое число ленгмюровских волн; v_e – частота столкновений электронов с частицами плазмы; ω_e – электронная плазменная частота; v_{Te} – тепловая скорость электронов; γ_k – инкремент пучковой неустойчивости; v_{eff} – эффективная частота затухания ленгмюровских волн из-за столкновений частиц плазмы; n_e – концентрация электронов плазмы; Q_k – мощность спонтанного излучения ленгмюровских волн; е – модуль заряда электрона).

Обратный ток представляет собой поток "тепловых" электронов, двигающихся в противоположную сторону направления движения ускоренных электронов, при этом согласно работам [4] предполагается, что плотность обратного тока j_{rc} по модулю равна плотности тока ускоренных электронов j, т.е. выполняется условие

$$j_{rc}(t) = j(t) = e^{\mathcal{E}_{\max}}_{\substack{v \\ \mathcal{E}_{\min}}} \int v \cdot f(t, v) dv .$$
(4)

Электрическое поле Е связано с ј_{гс} соотношением

$$j_{rc} = \sigma E . \tag{5}$$

Тогда получаем

$$E = j_{rc} / \sigma, \qquad (6)$$

где о – классическая проводимость плазмы [14].

$$\sigma = \frac{(k_B T_e)^{3/2}}{\pi e^2 (m_e)^{1/2} \ln \Lambda}.$$
(7)

В настоящей работе, также как в работе [13] мы будем использовать следующее выражение для функции Q_k

$$Q_k(t) = \frac{\omega_e^3 m_e}{4\pi n_e} \left(v \ln(\frac{v}{v_{Te}}) f \right)_{v = \omega_e/k}.$$
(8)

При отсутствии быстрых электронов Q_k описывает спонтанное излучение ленгмюровских волн тепловыми электронами плазмы.



Рисунок. Эволюция функции распределения электронов f и плотности энергии ленгмюровских волн W_k без учета электрического поля обратного тока (1) и с учетом электрического поля обратного тока (2).

Дополним систему уравнений (1–3) начальным условием. При этом будем считать, что в начальный момент времени функция электронов f является суммой максвелловского распределения тепловых электронов плазмы f_M и «пучкового» распределения быстрых электронов f_b :

$$f(t=0,v) = f_M + f_b; f_M = \frac{n_e}{\sqrt{2\pi}v_{Te}} \exp(-\frac{v^2}{2v_{Te}^2}); f_b = C \left(1 + \left(\frac{v}{v_b}\right)^2\right)^{-o}, \quad (9)$$

c

где $C = \frac{2n_b}{\sqrt{\pi} v_b} \frac{\Gamma(\delta)}{\Gamma(\delta - 1/2)}$, n_b – концентрация быстрых электронов при $t = 0, \Gamma - 1/2$

гамма функция.

В качестве начального условия для W_k , аналогично работе [13]), будем использовать

$$W_k(t=0) = \frac{k_B T_e}{4\pi^2} k^2 \ln(\frac{1}{k\lambda_{de}}) / \left(1 + \frac{\ln\Lambda}{16\pi n_e} \sqrt{\frac{2}{\pi}} k^3 \exp\left(\frac{1}{2k^2 \lambda_{de}^2}\right) \right).$$
(10)

Уравнения (1–3) решалась методом конечных разностей [15]. Результаты расчетов функций *f* и W_k представлены на рисунке при $n_e = 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $n_b = 10^9 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 10^6 \text{ K}$, $\delta = 4$, $v_b = 10 \text{ V}_{\text{Te}}$ (аналогично работе [13]). Как можно видеть, влияние электрического поля при рассматриваемых параметрах быстрых электронов слабо изменяет функцию распределения электронов *f*, но это приводит к уменьшению энергии ленгмюровских волн приблизительно в 1.5 раза. При слиянии плазменных волн образуются электромагнитные волны, которые регистрируются в виде радиоволн. Учитывая, что мощность этого излучения ~ W_k^2 , интенсивность радиоволн уменьшается в ~ 2 раза.

- 1. Nocera L. et al. // Solar Physics. 1985. V. 97. P. 81-105.
- 2. Diakonov S.V., Somov B.V. // Solar Physics. 1988. V. 116, P. 119-139.
- 3. Reznikova V.E., et al. // The Astrophysical Journal. 2009. V. 697. P. 735-749.
- Zharkova V.V., Kuznetsov A.A., Siversky T.V. // Astronomy and Astrophysics. 2010. V. 512. A8.
- 5. Melnikov V.F. et al. // Geomagnetism and Aeronomy. 2013. V. 53. No. 7. P. 863-866.
- 6. Гинзбург В.Л. и Железняков В.В. // Астрон. Журнал. 1958. Т.35. С.694.
- 7. Железняков В.В., Зайцев В.В. // Астрон. Журнал. 1970. Т.47. № 1. С. 60.
- 8. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. М.: Наука. 1972. 440 с.
- 9. Ratcliffe H., Kontar E.P., Reid A.S. // Astronomy and Astrophysics. 2014. V. 572. A111.
- 10. Kudryavtsev I.V., Kaltman T.I., and M. Karlický // A&A. 2022. 665. A98.
- 11. Kudryavtsev I.V. and Kaltman T.I. // MNRAS. 2021. V. 503, P. 5740.
- 12. Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат. 1971. 424с.
- 13. *Kontar E.P., Ratcliffe H., and Bian N.H.* // Astronomy and Astrophysics. 2012. V. 539. A43.
- 14. Spicer D.S. // Solar Physics. 1977. V. 51. P431.
- 15. Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука. 1989. 616 с.

ИЗМЕНЕНИЕ КЛИМАТА ЗЕМЛИ В 13–15 ТЫСЯЧЕЛЕТИЯХ ДО НАШЕЙ ЭРЫ. ВОЗМОЖНАЯ ПРИЧИНА

Кудрявцев И.В.^{1,2}, Дергачев В.А.¹, Наговицын Ю.А.^{2,3}

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия ³Государственный университет аэрокосмического приборостроения, Санкт-Петербург, Россия

THE CHANGE IN THE EARTH'S CLIMATE IN THE 13TH-15TH MILLENNIA BC. POSSIBLE REASON

Kudryavtsev I.V.^{1,2}, Dergachev V.A.¹, Nagovitsyn Y.A.^{2,3}

¹Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia ²Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia ³State University of Aerospace Instrumentation, St. Petersburg, Russia

Data on the content of the cosmogenic isotope 14C in the Earth's atmosphere make it possible, as is known, to study variations in solar activity in past epochs. However, changes in the earth's climate over time lead to a distortion of information about solar activity. This paper examines the time interval from the end of the 17th millennium BC to the beginning of the 10th millennium BC. This time interval, as is known, accounted for several periods of climate change on Earth. There were several warming events (Mayendorf, Alleredian) and cooling events (the Oldest, Ancient and Younger Dryas). The reasons for these changes have not yet been established. It is shown that a possible cause of cooling during the Oldest Dryas could be a decrease in solar activity.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-189-192

Как известно, максимум последнего глобального оледенения имел место приблизительно 19–27 тысяч лет назад, а теплый период Голоцен наступил около 11700 лет назад. Таким образом, переход от глобального похолодания к межледниковому потеплению Голоцену занимал 7–8 тысяч лет. В этот переходный период повышение глобальной температуры происходило не монотонно – имели место смены периодов потеплений и похолоданий. В частности, к периодам потеплений относились Майендорфское и Алерёдское потепления. К периодам похолоданий – Древнейший, Древний и Поздний Дриасы. В последние время получены свидетельства, что Поздний Дриас мог быть связан с уменьшением активности Солнца. В статье с использованием радиоуглеродных данных исследуется вопрос о том, мог ли Древнейший Дриас (14800–12800 гг. до нашей эры, рисунок 1) также быть результатом пониженной активности Солнца.

На рис. 1 представлены данные по вариациям содержания изотопа ¹⁸O (т.е. δ^{18} O) в слоях гренландского льда, которые отражают температуру

слоя льда при его формировании [1]. На этом рисунке видно, что \approx 15000 лет до н.э. началась похолодание, которое закончилось потеплением в \approx 12800 г. до н.э. Это похолодание совпадает по времени с похолоданием в Древнейшем Дриасе (на рис. 1 оно обозначено Dr_1). Затем наступило Майендорфское (или Бёллингское) потепление (М). Возникает вопрос о природе этих климатических изменений.



Рис. 1. Изменение содержания изотопа ¹⁸О в леднике Гренландии [1].

В работах [2, 3] было показано, что Майендорфское потепление могло быть результатом повышенной активности Солнца. Для ответа на вопрос о возможной природе похолодания во время Древнейшего Дриаса, мы рассмотрим реконструкцию гелиосферного модуляционного потенциала, на основе данных по относительному содержанию космогенного изотопа ¹⁴C, (т.е. Δ^{14} C) в атмосфере Земли [4], рис. 2.



Рис. 2. Относительное изменение содержания космогенного изотопа ¹⁴С в атмосфере Земли [4].

Из рис. 2 следует, что во время Древнейшего Дриаса имело место систематическое уменьшение относительного содержания изотопа ¹⁴С к изотопу ¹²С, т.е. Δ^{14} С уменьшалось. Такое поведение Δ^{14} С возможно при уменьшении скорости образования этого изотопа при уменьшении солнечной активности. Об изменении активности Солнца можно судить по изменению гелиосферного модуляционного потенциала $\varphi(t)$, полученного на основе радиоуглеродных данных (смотри, например, [2, 3]) и который представлен на рис. 3.



Рис. 3. Реконструкция гелиосферного модуляционного потенциала.

Как видно на рис. 3, приблизительно с 15150 года до нашей эры солнечная активность начала уменьшаться и достигла минимума около 13370 года до нашей эры, после чего начался её рост. Это уменьшение активности Солнца совпадает с Древнейшим Дриасом.

Теперь рассмотрим изменение содержания изотопа ¹⁴С в составе углекислого газа, которое можно определить (см., например, [2, 5]) на основе измерений содержания углекислого газа в атмосфере Земли [6] и Δ^{14} С [4]. Результаты расчетов приведены на рис. 4. Подобные расчеты приведены и в работе [7]. Здесь следует отметить, что содержание космогенного изотопа ¹⁴С в атмосфере Земли определяется двумя факторами: 1) изменением солнечной активности и 2) перераспределением углекислого газа между природными резервуарами. Первый фактор приводит к тому, что при увеличении солнечной активности скорость генерации изотопа ¹⁴С в атмосфере Земли уменьшается, а при уменьшении – увеличивается. С другой стороны, при охлаждении океана происходит увеличение скорости перехода CO₂ в океан в результате температурной зависимости растворимости CO₂ в воде. Эти два фактора действуют в противоположные стороны, что может нарушать корреляцию между $\varphi(t)$ и содержанием изотопа ¹⁴С в атмосфере. Сравнивая рисунки 3 и 4, мы можем видеть отрицательную корреляцию в 14–16 и в 13 тысячелетиях до н.э. При этом временные задержки могут быть связаны с указанной выше причиной. Систематический рост содержания 14 С в атмосфере связан с перераспределением углекислого газа между океаном и атмосферой во время окончания последнего глобального оледенения.



Рис. 4. Изменение содержания радиоуглерода в атмосфере Земли на единицу её поверхности.

Выводы

Показано, что возможной причиной понижения температуры на Земле во время Древнейшего Дриаса (≈ 15–12.8 тысяч лет до нашей эры) может быть уменьшение активности Солнца в этот период времени.

- 1. Svensson, A., Andersen, K.K., Bigler, M., et al. // Clim. Past, 2008, V. 4, pp. 47-57.
- 2. *Kudryavtsev I.V. and Dergachev V.A.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2019, V. 59, No. 8, pp. 1099-1102.
- 3. Kudryavtsev I.V., Dergachev V.A., Nagovitsyn Yu.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2022, V. 62, No. 7, pp. 851-858.
- 4. Reimer, P.J., Bard, E., Bayliss, A., et al. // Radiocarbon, 2013, Vol. 55, no. 4, pp. 1869-1887.
- 5. Koudriavtsev I.V. et al. // Geohronometria, 2014, V.41(3), P. 216-222.
- 6. Monnin E. et al. // Earth and Planetary Science Letters, 2004, V. 224, p. 45.
- 7. Roth R. and Joos F. // Climate of the Past, 2013, V. 9, p.1879.

ДИАГНОСТИКА ЛЕНГМЮРОВСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ НА ОСНОВЕ ДЕЦИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СЛАБОГО ТРАНЗИЕНТНОГО СОБЫТИЯ 16 МАРТА 2023 Г.

Кудрявцев И.В.¹, Овчинникова Н.Е.², Кальтман Т.И.²

¹Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия ²Санкт-Петербургский филиал Специальной Астрофизической Обсерватории РАН, Санкт-Петербург, Россия

DIAGNOSTICS OF LANGMUIR TURBULENCE BASED ON DECIMETER EMISSION OF A WEAK TRANSIENT EVENT ON MARCH 16, 2023

Kudryavtsev I.V.¹, Ovchinnikova N.E.², Kaltman T.I.²

¹Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia ²St. Petersburg Branch of the Special Astrophysical Observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

The results of the analysis of a solar radio burst based on observations from the RATAN-600 in the 1-3 GHz range with high spectral resolution are presented. It is suggested that energy release in the region of bright coronal points was caused by magnetic reconnection, accompanied by electron acceleration and the development of plasma turbulence. In this paper, the radio emission of the burst is considered as the result of the merging of plasma waves, forming transverse electromagnetic waves observed on RATAN-600. Plasma wave spectra for different moments were obtained, allowing for the simulation of the measured radio burst emission spectra.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-193-196

Введение

Корональные яркие точки (CBPs, см. [1]) с усиленным излучением в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах представляют собой систему маломасштабных петель в низкой короне.

Радионаблюдения CBPs являются важным инструментом для изучения процессов нагрева короны, ускорения частиц и динамики магнитных полей в маломасштабных структурах Солнца. Они дополняют данные, полученные в рентгеновском и ультрафиолетовом диапазонах, и помогают исследовать такие важные вопросы солнечной физики, как корональный нагрев и энергия, выделяемая в CBPs.

В работе исследуется транзиентное событие, связанное с СВР, в дециметровом диапазоне по наблюдениям на РАТАН-600.

Наблюдения

16 марта 2023 года на РАТАН-600 были проведены наблюдения Солнца с использованием спектрополяриметрического комплекса диапазона 1–3 ГГц [2] в двух поляризациях с разрешением 4 МГц и временным разрешением 8 мс. В диапазоне 1–1.5 ГГц были зарегистрированы импульсы радиоизлучения Ј-формы длительностью 0.5 с и шириной 200–300 МГц. Эти импульсы совпали по времени с динамическим развитием CBPs, зафиксированных инструментом AIA на борту SDO. В предположении о плазменном механизме излучения было проведено следующее моделирование.

Моделирование

Солнечное радиоизлучение в области двойной плазменной частоты, как известно, может образовываться при слиянии ленгмюровских волн (см., например [2–5]). Это излучение характеризуется своим частотным спектром [6–8] и направленностью [9], которые зависят от спектров ленгмюровских волн и их углового распределения.

Спектральная мощность радиоизлучения, генерируемого этим механизмом, в неоднородной плазме объёмом V может быть записана в виде

$$P_{\omega}(\omega, \vartheta, \varphi) = \int_{V} Q_{\omega}(\vec{r}, \omega, \vartheta, \varphi) dV , \qquad (1)$$

где \mathcal{G} и ϕ – полярный и азимутальный угол волнового вектора электромагнитной волны **k**; Q_{ω} – спектральная плотность энергии, излучаемая единичным объёмом плазмы, которая связана со спектральной мощностью излучения по волновому числу Q_k для различных направлений генерации излучения следующим соотношением (см., например, аналогичную формулу для изотропного случая в [10], а также [6]):

$$Q_{\omega} = k^2 Q_{\vec{k}} \frac{dk}{d\omega} , \text{ где согласно [10] } Q_{\vec{k}} = \int Q_{\vec{k},\vec{k}_1,\vec{k}_2} \cdot W_{\vec{k}_1}^l(\vec{r}) \cdot W_{\vec{k}_2}^l(\vec{r}) d\vec{k}_1 d\vec{k}_2 .$$
(2)

Выражение для $Q_{\vec{k},\vec{k_1},\vec{k_2}}$ приведено в работе [10], **k**₁, **k**₂ – волновые вектора двух ленгмюровских волн.

Плотность энергии плазменных волн определяется выражением:

$$W = \int W_{\vec{k}_1}^l d\vec{k}_1 \,. \tag{3}$$

Из выражений (2) следует, что спектр радиоизлучения, генерируемого при слиянии ленгмюровских плазмонов, будет зависеть от спектра ленгмюровских волн, что детально рассмотрено в работах [7, 8]. На рисунке (а-с) приведены спектры радиосплеска после вычитания фонового излучения для трех различных последовательных моментов времени и соответствующие модельные спектры. При этом спектр ленгмюровских волн задавался в виде:

$$W_{\vec{k}_{1,2}}^{l} = \begin{cases} A \cdot F(k) \cdot \cos^{4}(\vartheta) \, \partial \pi \, k_{\min} \leq k_{1,2} \leq k_{\max} \\ 0 \, \partial \pi \, \partial p y c u x \, k_{1,2} \end{cases}, \tag{4}$$

где А – нормировочный множитель.

Спектры плазменных волн для двух первых моментов времени (рисунок a, b) могут быть описаны выражением:

$$F(k) = \begin{cases} \frac{(k_0/k)^{\gamma} ((k - k_{\min})/(k_0 - k_{\min}))^{\delta_1} \partial_{\pi_n} k_{\min} \leq k \leq k_0}{\frac{(k_0/k)^{\delta_2} - (k_0/k_{\max})^{\delta_2}}{1 - (k_0/k_{\max})^{\delta_2}} \partial_{\pi_n} k_0 \leq k \leq k_{\max}} & . \end{cases}$$
(5)

Для спектра, представленного на рисунке а, $\delta_1 = 0.7$; $\delta_2 = 0.25$; $\gamma = 1$, при этом если F(k)>0.75 согласно (5), то F(k) = 0.75. Для спектра b – $\delta_1 = 1$; $\delta_2 = 0.5$; $\gamma = 1$.



Рисунок. Измеренные и модельные спектры радиоизлучения (левая панель), и спектры ленгмюровских волн (справа). При $T^e = 10^6$ К для угла наблюдения 90° (см., [7, 8]). $1a - n_e = 3.7 \cdot 10^9$ см⁻³; $k_{min} = \omega_e/(30V_{Te})$; $k_{max} = \omega_e/(1.8V_{Te})$; $k_0 = \omega_e/(3.35V_{Te})$; $1b - n_e = 4.1 \cdot 10^9$ см⁻³; $k_{min} = \omega_e/(20V_{Te})$; $k_{max} = \omega_e/(2.4V_{Te})$; $k_0 = \omega_e/(3.9V_{Te})$; $1c - n_e = 3.2 \cdot 10^9$ см⁻³; $k_{min} = \omega_e/(60V_{Te})$; $k_{max} = \omega_e/(1.7V_{Te})$; $k_0 = \omega_e/(2.8V_{Te})$.

Для третьего момента времени спектр ленгмюровских волн можно описать функцией при $\delta_1 = 1.5$; $\delta_2 = 0.6$ при

$$F(k) = \begin{cases} \left((k - k_{\min}) / (k_0 - k_{\min}) \right)^{\delta_1} \partial_{\pi_n} k_{\min} \le k \le k_0 \\ \frac{1 - (k / k_{\max})}{1 - (k_0 / k_{\max})^{\delta_2}} \partial_{\pi_n} k_0 \le k \le k_{\max} \\ 0 \quad \partial_{\pi_n} \partial_{pyzux} k \end{cases},$$
(6)

при этом, если F(k)>0.75 согласно (6), то F(k) = 0.75.

На спектрах ленгмюровских волн можно выделить область I, которую можно интерпретировать как область генерации этих волн, и область II, которая сформирована при нелинейной перекачке волн в область малых волновых чисел при индуцированном рассеянии на частицах плазмы.

Выводы

1) Изучение спектров радиоизлучения в области второй плазменной частоты позволяет диагностировать плазменную турбулентность излучающей области. Для события 16 марта 2023 г. найдены значения концентрации электронов плазмы и спектры плазменных волн, позволяющие описать измеренные спектры радиоволн.

2) Нелинейное рассеяние ленгмюровских волн приводит к перекачке волн в область малых волновых чисел, что подтверждено моделированием спектров плазменных и электромагнитных волн.

3) Уникальное сочетание высокой чувствительности, высокого спектрального и временного разрешений дециметрового комплекса РАТАН-600 позволяет детально исследовать динамику солнечной атмосферы и процессы ускорения частиц, включая слабые всплески и тонкие структуры в радиоизлучении.

Благодарности

Авторы благодарят А.М. Рипака, В.М. Богода, и М.К. Лебедева за возможность использования новых данных, получаемых с помощью радиометра дециметрового диапазона высокого разрешения.

Наблюдения на телескопах САО РАН выполняются при поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации. Обновление приборной базы осуществляется в рамках национального проекта «Наука и университеты».

^{1.} Madjarska M.S. // Liv. Rev. in Sol. Phys., 2019, V.16, I.1, article id. 2, 79 pp.

^{2.} Рипак А.М. и др. // Астрофизический Бюллетень, 2023, Т. 78, с. 657.

^{3.} Гинзбург В.Л. и Железняков В.В. // Астрон. Журнал, 1958, Т.35. С.694.

^{4.} Железняков В.В., Зайцев В.В. // Астрон. Журнал. 1970. Т. 47. С.60.

^{5.} Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная Астрофизика. – М.: Наука. 1972. – 440 с.

^{6.} Willes A.J. et al. // Physics of Plasmas. 1996, V.3. P. 149.

^{7.} Kudryavtsev I.V., Kaltman T.I., and M. Karlický // A&A, 2022, 665, A98.

^{8.} Kudryavtsev I.V. and Kaltman T.I. // MNRAS, 2021, V. 503, P. 5740-5745.

^{9.} Kudryavtsev I.V. and Kaltman T.I. // G&A, 2020, V. 60, № 8, P. 1122-1125.

^{10.} Цытович В.Н. Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат, 1971. – 424 с.

ИСТОЧНИК НАД НЕЙТРАЛЬНОЙ ЛИНИЕЙ В СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКЕ 23 МАРТА 2024 ГОДА

Кудрявцева А.В.¹, Мышьяков И.И.¹, Анфиногентов А.С.¹, Дашинимаева С.А.²

¹Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия ²Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

NEUTRAL LINE ASSOCIATED SOURCES IN SOLAR FLARE ON 23 MARCH 2024

Kudriavtseva A.V.¹, Myshyakov I.I.¹, Anfinogentov S.A.¹, Dashinimaeva S.A.²

¹Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk, Russia ²Irkutsk State University, Irkutsk, Russia

We analyzed the existence of Neutral Line associated Sources (NLS) before the solar flare X1.1 on March 23, 2024. A Neutral Line associated Sources are the compact microwave sources of radiation that are projected into the region of the photospheric magnetic field neutral line. Such sources can be used as an indicator of powerful solar flares since they are often observed in the active region structure several hours or days before the flare. The flare X1.1 on March 23, 2024, was interesting because by involving in the flare process both active regions: NOAA 13614 and NOAA 13615, were connected by a trans-equatorial loop. Multiwavelength two-dimensional data from the Siberian Radioheliograph in the range 3-24 GHz were used to detect and analyze the NLS in the active region. The identification of NLS occurs by comparing radio maps with the distribution of the magnetic field. Therefore the twodimensionality of observations in a wide frequency range allows us to identify unambiguous the radio sources position. The existence of NLS was confirmed for the active region 13615 one day before the flare. A spectral analysis of the observed radio sources also was done.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-197-200

Введение

Еще в 1970-х годах было отмечено, что солнечным вспышкам предшествует возникновение компактного источника микроволнового излучения в активной области (AO) [5]. Такие источники были названы источниками над нейтральной линией магнитного поля (ИНЛ, или, в англоязычной литературе – Neutral Line associated Sources –NLS) по их расположению вблизи линии инверсии магнитного поля в AO. ИНЛ появляются в области наибольшего сближения солнечных пятен противоположной полярности и являются основным источниками микроволнового шума AO. Важную роль играет тот наблюдательный факт, что появление ИНЛ на высоких частотах, (например, на 17 ГГц) фиксируется в AO, производящих рентгеновские вспышки балла X [1–4, 7]. Появление ИНЛ опережает мощную вспышку или начало серии таких вспышек на время от нескольких часов до двух суток. Для понимания механизмов их формирования и взаимосвязи со вспышками, необходимы регулярные многоволновые наблюдения Солнца с хорошим пространственным и временным разрешением. Измерения на РАТАН-600 дают информацию о спектре излучения на нескольких частотах сразу, но возникает неоднозначность позиционирования излучения, т.к. данные одномерны. Радиогелиографы Нобеяма и Сибирский солнечный радиотелескоп (ССРТ) предоставляли двумерные данные, но только для одной-двух частот и не всегда могли одновременно наблюдать вспышку. С запуском Сибирского радиогелиографа (СРГ) [1, 2] появилась возможность получать двумерные изображения Солнца в диапазоне 3–24 ГГц, что открывает большие возможности для изучения природы ИНЛ.

Данные

СРГ построен на базе ССРТ и представляет собой три решетки, проводящих измерения в диапазоне 3–6, 6–12 и 12–24 ГГц, соответственно. Угловое разрешение составляет от 7" до 30" в зависимости от частоты, спектральное разрешение (ширина канала) 10 МГц, временное разрешение может достигать 0.01–0.1 в одночастотном режиме. Измеряются интенсивность и круговая поляризация (параметры Стокса I и V). Наблюдения в тестовом режиме ведутся с марта 2021, постоянные – с декабря 2023. Время наблюдений с 00 до 10 UT летом и с 02 до 08 UT зимой.

Данные о магнитном поле получены с помощью Helioseismic and Magnetic Imager (HMI/SDO), измеряющего продольное магнитное поле с временным разрешением 45 с, и получающего векторную магнитограмму с разрешением в 12 мин с точностью поляризации не менее 0.3% [6].

Наблюдения

Вспышка рентгеновского класса X1.1 произошла 23 марта 2024 года в 00:58 UT (начало вспышки) и затронула две AO, соединенные трансэкваториальной петлей. Обе AO, NOAA 13614 и NOAA 13615, появились на восточном лимбе 17 марта 2024 года и уже тогда были взаимосвязаны друг с другом очень высокими корональными петлями, что хорошо видно на изображениях в ультрафиолетовом диапазоне. AO 13615 имела сложную магнитную структуру $\beta\gamma\delta$, а AO 13514 являлась простой биполярной группой с β конфигурацией, которая сохранялась таковой до 23 марта. С самого момента появления на диске, обе AO показывали умеренную вспышечную активность в виде вспышек класса C и M.

Для обнаружения ИНЛ необходимо сопоставить радиокарты в интенсивности с распределением магнитного поля, тогда максимумы радиояркости должны располагаться вблизи нейтральной линии магнитного поля. Такое сопоставление было проведено для всех изображений, полученных СРГ в диапазоне 3–24 ГГц, с рассчитанным в потенциальном приближении распределении магнитного поля для высоты 3 Мм (рисунок).



Рисунок. Радиоисточники в АО 13615 23 марта 2024 года. Полутоновый фон – интенсивность (параметр Стокса I, полученный СРГ на частоте 17.52 ГГ); черно-белая линия – нейтральная линия магнитного поля на высоте 3 Мм; Р1, Р2 и Р3– три радиоисточника.

На рисунке можно видеть три микроволновых источника, расположенных вблизи нейтральной линии АО 13615. Радиоисточник Р1 сильнее всего проявлялся на низких частотах, тогда как Р2 и Р3 – наоборот, на высоких. Проведенный спектральный анализ показал для Р2 неравномерность левой и правой круговой поляризации с доминированием одной из них после 6 ГГц. Для Р3, наоборот, обе поляризации полностью совпали. Проведенная процедура выявления ИНЛ для данных за 22 марта 2024 года показала его существование как минимум за сутки до вспышки класса Х. Следует отметить, что наблюдались только радиоисточники Р1 и Р2, а излучение Р3 было очень слабым.

В АО 13614 был обнаружен только один источник микроволнового излучения, соответствующий пятну. И единственная особенность заключается в знаке поляризации, полученном по радиоданным, отличном от знака поляризации, полученном HMI/SDO. Данное явление можно интерпретировать через существование транс-экваториальной петли, которая накрывает сверху АО 13614 и таким образом оказывается на пути луча зрения и инвертирует знак поляризации.

Заключение

Подтверждено существование ИНЛ в АО 13615 перед мощной солнечной вспышкой класса Х, произошедшей 23 марта 2024 года. Сопоставление радиоданных СРГ в диапазоне 3–24 ГГц с магнитограммами SDO/HMI показало наличие ИНЛ за сутки до события.

Авторы благодарны коллективу Радиоастрофизической обсерватории ИСЗФ СО РАН за обеспечение наблюдения на СРГ, а также коллективу NASA/SDO за возможность использовать данные для анализа.

Результаты получены с использованием Уникальной научной установки "Сибирский радиогелиограф" [8].

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России.

- 1. Алтынцев А.Т., Лесовой С.В., Глоба М.В. и др. Многоволновый Сибирский радиогелиограф // Солнечно-земная физика. 2020. Т. 6, № 2. С. 37–50.
- 2. Лесовой С.В., Алтынцев А.Т., Кочанов А.А. и др. Сибирский радиогелиограф: первые результаты // Солнечно-земная физика. 2017. Т. 3, № 1. С. 3–16.
- 3. *Abramov-Maximov V.E., Borovik V.N., Opeikina L.V., Tlatov A.G.* Dynamics of microwave sources associated with the neutral line and the magnetic-field parameters of sunspots as a factor in predicting large flares // Solar Phys. 2015. Vol. 290, iss. 1. P. 53–77.
- 4. Bakunina I.A., Abramov-Maximov V.E., Osharin A.M. Evolution of the compact microwave inter-sunspot source before strong flare // J. Phys.: Conference Ser. 2017. Vol. 798, iss. 1, 012041.
- 5. *Kundu M.R., Alissandrakis C.E., Bregman J.D., Hin A.C.* 6 centimeter observations of solar active regions with 6" resolution // Astrophys. J. 1977. Vol. 213. P. 278–295.
- Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., et al. The Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) investigation for the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys. 2012. Vol. 275. P. 207–227.
- 7. Uralov A.M., Rudenko G.V., Rudenko I.G. 17 GHz neutral line associated sources: birth, motion, and projection effect // Publ. Astron. Soc. Japan. 2006. Vol. 58. P. 21.
- 8. URL: ckp-rf.ru/usu/73606 (дата обращения 23 октября 2024 г.)

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ОКРЕСТНОСТИ ЭКЗОПЛАНЕТЫ HD 189733b

Кузнецов А.А., Зайцев В.В.

Институт прикладной физики им. А.В. Гапонова-Грехова РАН, Нижний Новгород, Россия

SHOCK WAVE RADIO EMISSION IN THE VICINITY OF THE EX-OPLANET HD 189733b

Kuznetsov A.A., Zaitsev V.V.

A.V. Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics RAS, Nizhny Novgorod, Russia

The possibility of efficient radio emission generation in the bow shock region of "hot Jupiter" type exoplanets is being considered. A drift acceleration mechanism at a nearly perpendicular shock wave is proposed as the source of energetic electrons. The electrons reflected from and accelerated by the shock wave propagate through the relatively dense plasma of the stellar wind and generate plasma waves. Therefore, the plasma mechanism is considered as a potential source of radio waves. The parameters of the energetic electron beam, plasma waves, and the frequency of the generated radio emission are evaluated using the example of the bow shock of the hot Jupiter HD 189733b. An energetic assessment of the stellar wind parameter region is conducted, which allows for the possibility of detecting radio emission from the bow shock of the exoplanet HD 189733b with modern astronomical instruments.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-201-204

1. Введение

Важной задачей современных радиоастрономических исследований является поиск радиоизлучения экзопланет, обнаружение которого могло бы предоставить многочисленные данные об их плазменных оболочках и пролить свет на процессы, ответственные за формирование звездных систем. В данной работе на примере экзопланеты HD 189733b, типичного «горячего юпитера», обсуждается возможность генерации в области головной экзопланетной ударной волны радиоизлучения, достаточного по интенсивности для обнаружения современными радиоастрономическими средствами. Для этого с одной стороны оценена плотность кинетической энергии W потока электронов, ускоряемых при отражении от экзопланетной ударной волны посредством дрейфового механизма [1]. Рассматриваемые параметры звездного ветра таковы, что распространение в нем высокоэнергичных электронов приводит к развитию ленгмюровской неустойчивости, то есть возбуждению плазменных волн [2]. Поэтому, с другой стороны, оценена плотность энергии этих волн Е, необходимая для генерации посредством плазменного механизма [3] достаточно интенсивного для регистрации радиоизлучения. Из условия $W \gg E$ в работе выделена область параметров звездного ветра, в которой обнаружение радиоизлучения

из области экзопланетной ударной волны энергетически возможно. Также приведена оценка диапазона частот, в котором генерируется радиоизлучение.

2. Ускорение электронов в окрестности головной ударной волны экзопланеты HD 189733b

Если скорость звездного ветра относительно экзопланеты v_s превышает магнитозвуковую v_{ms} , то формируется экзопланетная головная ударная волна и реализуется механизм дрейфового ускорения электронов в той её области, где она является квазипоперечной, то есть угол θ между нормалью к ударной волне и магнитным полем звездного ветра близок к 90°. Дрейфовый механизм ускорения электронов удобно описывать в системе отсчета де Хоффмана-Теллера (рис.1), в которой потоковая скорость v_s сонаправлена с магнитным полем, так что индуцируемое электрическое поле отсутствует. Поскольку быстрая магнитозвуковая ударная волна сопровождается сжатием магнитного поля, масштаб неоднородности которого много больше электронного гирорадиуса, ударная волна играет роль движущегося вдоль силовых линий со скоростью $v_s \sec \theta$ магнитного зеркала. Тогда электроны, не попавшие в конус потерь, в котором необходимо учесть потенциал φ_{HT} , связанный с различной инерцией электронов и протонов поперек ударной волны, могут быть ею отражены и ускорены. Компоненты скорости электронов вдоль магнитного поля до и после отражения, $v_{i,||}$ и $v_{r,||}$ соответственно, связаны соотношением (1).

$$v_{r,||} = 2v_s \sec \theta - v_{i,||} \tag{1}$$



Рис. 1. Связь между системой отсчета, связанной со звездным ветром, и системой отсчета де Хоффмана-Теллера. Закрашенная область соответствует отражаемым электронам.

Распределение отраженных от движущегося магнитного зеркала электронов относится к семейству конусных со сдвигом. Посредством его интегрирования оценивается зависимость плотности кинетической энергии *W* потока ускоренных при отражении электронов от параметров звездного ветра и угла θ . Максимум плотности кинетической энергии достигается при θ_{max} , близком к 90°, и пропорционален тепловой энергии звездного ветра, умноженной на функцию питч-угла α_{lc} . Концентрация ускоренных электронов не превышает 10% от концентрации звездного ветра, а характерная скорость пучка достигает $2.5v_t$ при характерных параметрах, где v_t – тепловая скорость плазмы звездного ветра.

3. Энергетическая оценка возможности детектирования радиоизлучения, генерируемого ускоренными электронами

Ускоренные при отражении от ударной волны электроны возвращаются в плазму звездного ветра, в которой их энергия посредством ленгмюровской неустойчивости трансформируется в плазменные волны. Последние конвертируются в радиоволны на основной (рэлеевское рассеяние) или удвоенной (комбинационное рассеяние) плазменной частоте [3]. При концентрации звездного ветра на орбите экзопланеты HD 189733b, равной $n \approx 10^5 \div 5 \cdot 10^6$ см⁻³, частота генерируемого радиоизлучения лежит в диапазоне 2 – 40 МГц, в котором чувствительность современных радиотелескопов достигает 0,01 Ян. И в случае рэлеевского, и в случае комбинационного рассеяния в работе используются классические оценки зависимости между потоком радиоизлучения, который наземная радиоаппаратура способна зарегистрировать, и плотностью энергии плазменных волн *E*, которые этот поток способны обеспечить [4]. Если выполняется $W \gg E$, то обнаружение соответствующего радиоизлучения энергетически возможно.



Рис. 2. Зависимость нормированной на тепловую энергию звездного ветра nk_BT энергии ускоренных электронов W (синий цвет) и энергии плазменных волн E, необходимой для генерации радиоизлучения, регистрируемого на Земле, при рэлеевском рассеянии (красный цвет), от концентрации при температуре $T = 1.5 \cdot 10^6$ K, магнитном поле B = 0.04 Гс и скорости звездного ветра v = 500 км/с (штрихи).

Звездный ветер на орбите экзопланеты существенно неоднороден, так что в работе исследуется эффективность генерации радиоизлучения на основной и удвоенной плазменных частотах в зависимости от его параметров [5]. При концентрации звездного ветра *n* в промежутке от 10^5 см⁻³ до $5 \cdot 10^6$ см⁻³ и температуре $T = 1.5 \cdot 10^6$ К энергия плазменных волн *E*, необходимая для генерации, посредством рэлеевского рассеяния, радиоизлучения, регистрируемого на Земле, уменьшается по мере увеличения концентрации (рис. 2), магнитного поля и скорости звездного ветра. Таким образом, при высокой скорости звездного ветра $v_s = 1000$ км/с условие эффективной генерации радиоволн $W \gg E$ выполняется уже при $n \ge 2 \cdot 10^5$ см⁻³ и магнитном поле до 0.1 Гс. При скорости звездного ветра $v_s = 500$ км/с то же справедливо уже для магнитных полей до 0.04 Гс, а при скорости $v_s = 250$ км/с условие эффективной генерации для тех же магнитных полей выполнено при $n \ge 3 \cdot 10^6$ см⁻³.

В рассматриваемой области параметров звездного ветра плотность энергии плазменных волн *E*, необходимая для генерации достаточно интенсивных радиоволн посредством комбинационного рассеяния, значительно выше чем посредством рэлеевского. В этом случае условие $W \gg E$ выполнено лишь при высокой скорости $v_s \gtrsim 1000$ км/с и концентрации $n \gtrsim 10^6$ см⁻³ звездного ветра.

В работе не учтены многочисленные факторы, способные усилить или ослабить радиоизлучение от экзопланетной ударной волны. К таким факторам относятся уточненные размеры, расположение, форма и тип головной экзопланетной ударной волны; возможная рефракция радиоволн в системе HD~189733; столкновительное поглощение радиоволн при их распространении от источника к приемнику; отличная от ионов температура электронов звездного ветра в области ударной волны и др.

Работа поддержана грантом РНФ № 23-22-00014.

- 1. *Wu C.S.* // Journal of Geophysical Research: Space Physics. 1984. Vol. 89, P. 8857–8862. doi: 10.1029/JA089iA10p08857.
- 2. Михайловский А.Б. // Теория плазменных неустойчивостей. Москва: Атомиздат, 1971.
- 3. Zaitsev V., Stepanov A. // Solar Physics. 1983. Vol. 88, № 1-2. doi: 10.1007/bf00196194.
- 4. Zheleznyakov V.V. //Radiation in Astrophysical Plasmas. Springer Netherlands, 1996.
- 5. Odert P. et al. // A&A. 2020. Vol. 638, A49, doi: 10.1051/0004-6361/201834814.

О БЕТАТРОННОМ УСКОРЕНИИ В СИММЕТРИЧНО ОСЦИЛЛИРУЮЩИХ КОРОНАЛЬНЫХ СТРУКТУРАХ

Куприянова Е.Г.^{1,2}, Шабалин А.Н.², Чариков Ю.Е.² ¹Главная (Пулковская) Астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия ²Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

TO BETATRON ACCELERATION IN SYMMETRICALLY **OSCILLATING CORONAL STRUCTURES**

Kupriyanova E.G.^{1,2}, Shabalin A.N.², Charikov Yu.E.²

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, Saint Petersburg, Russia ²Ioffe Institute of the Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia

Symmetrically oscillating plasma inhomogeneity acts as a trap for accelerated electrons with an oscillating loss cone. Variations in the magnetic field within this magnetic trap can cause betatron and Fermi acceleration of electrons, leading to redistribution of energetic electrons over energy. In this study, we modeled and analyzed this effect. It is shown that the concentration of accelerated electrons changes significantly due to betatron acceleration. We found that during the magnetic trap phase, the process of spectral energy transfer from energetic electrons (E > 100 keV) occurred. At the end of the trap phase, before the start of the slingshot phase $(B_{FP}/B_{LT} \ge 1)$, the concentration of electrons with energies of 100 keV – 10 MeV increased by approximately 50%. Considering the nonlinearity of the GS mechanism, this can significantly affect GS emission in the frequency range of 17–34 GHz.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-205-208

Ввеление

Наличие в осциллирующей корональной плазменной неоднородности умеренно релятивистских электронов делает её источником осциллирующего гиросинхротронного (ГС) излучения. Было показано, что отклик ГС излучения на осцилляции параметров плазменного слоя, вызванные линейной симметричной магнитогидродинамической (МГД) волной, является нелинейным [1, 2]. Для простоты в этих работах не учитывалось самосогласованное изменение функции распределения энергичных электронов во времени. Но симметрично осциллирующая плазменная неоднородность является ловушкой для ускоренных электронов с осциллирующим конусом потерь. Вариации магнитного поля в магнитной ловушке могут вызвать бетатронное и Ферми ускорение электронов, что приведёт к перераспределению энергичных электронов по энергиям и в итоге отразится на гиросинхротронном излучении слоя. Поэтому, целью настоящего исследования является численное моделирование и анализ эффекта влияния бетатронного ускорения на функцию распределения электронов в симметрично осциллирующем плазменном слое.

МГД моделирование

Аналогично работам [1, 2], волновод представлен в виде слоя, вытянутого вдоль оси z (совпадает с направлением однородного внешнего магнитного поля **B**), плотность которого меняется в поперечном направлении x и постоянна в продольном направлении z. Вся система однородна в направлении y. Поперечное распределение плотности в невозмущённом состоянии описывается функцией Эпштейна

$$\rho_0(x) = \rho_{\max} \operatorname{sech}^2(x/w),$$

где w – характерный поперечный масштаб неоднородности слоя, выбранный равным $w = 3 \cdot 10^9$ см, $\rho_{max} = \rho_0(\theta)$. Такая конфигурация позволяет получить аналитическое решение системы линеаризованных МГД уравнений для монохроматической симметричной быстрой магнитозвуковой волны [3]. Соответствующая дисперсионная кривая показана на рис. 1а.



Рис. 1. Панель (а): решение дисперсионного уравнения для фазовой скорости (нормированная величина по вертикальной оси) в зависимости он волнового числа k. Вертикальным отрезком показано значение волнового числа для исследуемой МГД волны. Панели (в) и (г): распределения возмущённых МГД волной плотности ρ и магнитного поля B в фазе «ловушки» (панель (в)) и в фазе «рогатки» (панель (г)). Панель (б): распределение магнитного поля B вдоль магнитной силовой линии, расположенной на расстоянии x/w = 0.2 от невозмущенной силовой линии до оси симметрии слоя, для фазы «ловушки» (нижняя кривая) и для фазы «рогатки» (верхняя кривая).

Двумерное МГД моделирование проводится в плоскости *zx*. Такое приближение позволяет адекватно представить симметричные колебания

как в плоском слое (например, аркада петель), так и в нескрученном магнитном цилиндре (корональная петля) [4]. Поэтому в дальнейшем для простоты описания моделируемой плазменной неоднородности мы будем использовать термин «петля». Длина МГД волны λ была выбрана так, чтобы основная её гармоника оставалась захваченной в петлю. Соответствующее значение волнового вектора $k = 2\pi/\lambda$ показано на рис. 1а. Петля представлена в виде части волновода, ограниченной узлами стоячей МГД волны z = 0 и z = 5 (аналог фотосферных оснований, FP). Вершина петли (LT) находится в точке z = 2.5. Распределение возмущённых МГД волной значений плотности ρ и полного магнитного поля $B = (B_z^2 + B_x^2)^{1/2}$ показано на рис. 1 для фазы «ловушки» в момент времени t = P/4 (панель (в)) и для фазы «рогатки» для t = 3P/4 (панель (г)), когда волна имеет максимальную амплитуду. Здесь $P = \lambda/V_{\rm ph}$ – период, а $V_{\rm ph}$ – фазовая скорость МГД волны.



Рис. 2. Панель (а): динамика изменения магнитного поля в центре силовой линии магнитного поля. Маркерами и вертикальными пунктирными линиями отмечены моменты времени в фазах «ловушки» и «рогатки», для которых построены спектры (рис. 2в). Панель (б): динамика концентрации ускоренных электронов с учётом дополнительного бетатронного и Ферми ускорения (сплошная кривая) и без него (штриховая кривая). Панель (в): спектры ускоренных электронов для фазы ловушки (чёрные линии) и фазы рогатки (серые линии) с дополнительным ускорением (сплошные линии) и без него (штриховые линии).

Моделирование кинетики ускоренных электронов

проводится в рамках численного решения нестационарного релятивистского уравнения Фоккера-Планка с учётом эффектов переноса ускоренных электронов, магнитного отражения, кулоновских потерь и диффузии, индуцированного электрического поля, бетатронного и Ферми ускорений [5]. В момент инжекции функциональная зависимость источника ускоренных электронов от аргументов представляется в факторизованном виде и зависит от энергии электронов, питч-угла, расстояния вдоль петли, времени: $S(E, \alpha, s, t) = K \cdot S_1(E)S_2(\alpha)S_3(s)S_4(t)$, где K – нормировочный коэффициент. Предполагается, что электроны распределены изотропно, имеют степенное распределение по энергиям, с минимальной энергией $E_{\min} = 16$ кэВ, максимальной $E_{\max} = 10$ МэВ и спектральным индексом $\delta = 3$.

Расчёты кинетики ускоренных электронов проводятся в центральной части петли вдоль выбранной магнитной силовой линии с узлами, расположенными на расстоянии x/w = 0.2 от оси симметрии. Поскольку линия изогнута, новая ось расстояний *s* вдоль силовой линии является неравномерной (рис. 1б). В пересчёте на физические единицы вершина петли соответствует $s_{LT} = 0$ см, а основания – $s_{FP} \approx \pm 0.8 \cdot 10^9$ см. Вариации полного магнитного поля в ходе осцилляций, $\Delta B/B \sim 1$ (рис. 1б и рис. 2а), позволяют предположить, что эффект бетатронного ускорения может оказаться значительным.

Результаты

Динамика концентрации ускоренных электронов с учётом дополнительного бетатронного и Ферми ускорения и без него представлена на рис. 26. Поведение сплошной и штриховой линий показывает, что возникающее в результате симметричных МГД-осцилляций бетатронное ускорение существенно меняет концентрацию ускоренных электронов. В ходе фазы «ловушки» происходит отбор энергии у электронов, имеющих энергии E > 100 кэВ (рис. 2 б,в). В конце фазы «ловушки», перед прохождением системой равновесного состояния (t = P/2) и началом фазы «рогатки», дополнительное ускорение приводит к увеличению концентрации электронов с энергиями 100 кэВ – 10 МэВ примерно на 50% (см. разницу между максимумами кривых на рис. 2б). Учитывая нелинейность гиросинхротронного механизма, это может оказать заметное влияние на ГС излучение в области частот 17-34 ГГц. И наконец, в фазе «рогатки» число электронов с энергиями от 16 кэВ до примерно 2 МэВ существенно уменьшается, вследствие покидания ловушки и кулоновских потерь, кроме электронов 2-10 МэВ (рис. 2в), которые остаются захваченными.

Работа выполнена в рамках бюджетных тем Государственного задания № 1021032422589-5 (К.Е.Г.) и № FFUG-2024-0002 (Ш.А.Н. и Ч.Ю.Е.).

- 1. Куприянова Е.Г. и др. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 2022, т. 65, с. 287.
- 2. *Kupriyanova E.G. et al.* // MNRAS, 2022, v. 516, p. 2292.
- 3. Cooper F.C. et al. // Astron. Astrophys., 2003, v. 409, p. 325.
- 4. Li B. et al. // Sp. Sci. Rev., 2020, v. 216, id. 136.
- 5. Shabalin A.N. et al. // Astrophys. J., 2023, v. 954, p. 58.

АНАЛИЗ ДИНАМИКИ РАЗВИТИЯ ВСПЫШКИ SOL2013-05-17

Купряков Ю.А.^{1,2}, Бычков К.В.², Горшков А.Б.², Малютин В.А.², Белова О.М.²

¹Астрономический ин-т ЧАН, Ондржеев, Чешская Республика ²Астрономический институт им. П.К. Штернберга, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

ANALYSIS OF THE DYNAMICS OF THE SOLAR FLARE SOL2013-05-17

Kupryakov Yu.A.^{1,2}, Bychkov K.V.², Gorshkov A.B.², Maliutin V.A.², Belova O.M.²

¹Astronomical Institute ASCR, Fričova 298, 251 65 Ondřejov Czech Republic ²Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

The flare SOL2013-05-17 was observed by us at the Astronomical Institute of the Czech Academy of Sciences on HSFA-2 – a horizontal facility for solar research. We obtained spectra in the lines CaII H, Hα, Hβ, D3, Hε and CaII IR 8542 Å. After processing the spectra, integral radiation fluxes in the lines of hydrogen, helium and calcium were determined for 6 time episodes. Within the framework of the heated gas model, a theoretical calculation of the plasma parameters was performed taking into account the physical conditions in the chromosphere, including self-absorption in spectral lines. As a result of the calculations, it was possible to achieve full agreement between the observed and theoretical fluxes. A comparison of six lines of hydrogen, helium and ionized calcium at once made it possible to reconstruct the temperature, density, turbulent velocity and spatial structure of the radiating gas with a high degree of confidence. The physical parameters of the solar flare elements were determined and an analysis of the processes was performed. To explain the observed flows, it was necessary to consider 3 gas layers oriented across the line of sight, with their own individual parameters. The plasma concentration of an individual layer varies within the range of $2.0 \cdot 10^{12}$ $-1.0\cdot10^{13}$ cm⁻³, the height is 5000–7000 km, the temperature is 5000–8450 K, the turbulent velocity is 50–200 km/s.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-209-212

Введение

Вспышки в зависимости от занимаемой площади и величины эмиссии подразделяются на два основных класса: небольшие компактные и двухленточные вспышки. В компактных вспышках корональное излучение появляется в предвспышечных петлях, в результате чего наблюдаются небольшие изменения в этих петлях. Более мощные вспышки этого класса могут захватывать полностью всю структуру петли.

В двухленточных вспышках активизация солнечной атмосферы происходит более драматично, при этом изменения в крупномасштабной структуре активной области наблюдаются задолго до вспышечной фазы. Волокна, часто расположенные параллельно нейтральной линии магнитного поля, начинают быстро разрушаться, после чего наступает вспышечная фаза. В линии Нα эта фаза отмечается уярчанием двух узких лент по обе стороны от нейтральной линии, которые дают название этому типу вспышек. Наблюдения в мягких рентгеновских лучах и в EUV показывают, что эти Нα ленты являются подножиями аркады ярких корональных петель, далеко отстоящими от нейтральной линии.

В работе [1] исследована динамика сверхгорячей плазмы (>30 МК) в эруптивной солнечной вспышке Х-класса и неэруптивной однопетлевой солнечной вспышке С-класса. Показано, что для выполнения энергетического баланса и формирования сверхгорячей плазмы во вспышечной области в обоих случаях необходимо рассматривать подавленную на порядок теплопроводность по сравнению с классическим значением. Анализ тепловой и нетепловой компонент рентгеновских спектров солнечной вспышки показал, что динамика термодинамических параметров сверхгорячей плазмы связана с параметрами степенного спектра ускоренных электронов. Это свидетельствует о формировании популяции ускоренных электронов со степенным спектром тепловых электронов сверхгорячей плазмы. Также выявлена тонкая структура вспышечных лент по Нα наблюдениям телескопа NST обсерватории BBSO [2]. Наблюдения показали, что вспышечные ленты организованы в виде тонкой цепочки уярчений с характерным размером ~100 км. Формирование таких уярчений может быть связано с диссипацией электрических токов в нижних слоях солнечной атмосферы.

Наблюдения

Все спектральные наблюдения были получены нами на обсерватории Чешской Академии Наук (Ondřejov) на горизонтальном солнечном телескопе Horizontal-Sonnen-Forschungs-Anlage (HSFA-2). Главное зеркало телескопа имеет диаметр 500 мм и фокусное расстояние 35 м.



Рис. 1. Вид вспышки в линии Нα, активная область NOAA 11748, координаты N12E22, момент 09:00:45 UT. Вертикальная линия соответствует положению щели спектрографа, две горизонтальные линии служат для определения масштаба.

Наша задача состояла в определении потоков излучения в линиях CaII H, Hε, Hβ, D3, Hα и CaIR 8542 Å, а также теоретическом расчете параметров плазмы для вспышки M3.2 17 мая 2013 года в активной области NOAA 11748. Начало вспышки соответствовало 08:43, максимум 08:57 и окончание 09:19 UT. Для обработки мы выбрали 6 моментов времени в указанном интервале.

Вычисление потоков

Детали расчётов приведены нами в работе [3]. Мы вначале произвели редукцию спектров с учетом снимков темного и плоского поля и получили профили линий в координатах интенсивность erg/(s/cm² Å ster) – длина волны Å, а затем определили значение самих потоков в линиях в erg/s/cm² (см. рис. 2, 3).



Рис. 2. Профиль линии Нα в координатах интенсивность erg/(s/cm² Å ster) – длина волны Å. Заштрихованная часть – поток в линии.



Рис. 3. Наблюдаемые и теоретические значения потоков.

Отметим, что линия HeI D3 наблюдалась в поглощении (отрицательный поток), поэтому мы проводили расчеты потоков линий в излучении таким образом, чтобы поток в линии гелия был близким к нулю, <10³ эрг/см²/с, а потоки в бальмеровской серии и у кальция совпадали с наблюдаемыми до 5%. Удивительно, но все моменты времени потребовали именно по 3 газовых слоя. В работе [4] отлично можно наблюдать подобные слои. В первых четырех моментах и абсолютные, и относительные потоки нам удалось объяснить с точностью 5%. В пятом моменте времени 09:08:30 UT удавалось подобрать 4 линии с точностью 1% кроме Call H: резонансная линия кальция получилась на 15% слабее нужного. Мы решили изменить параметры слоев, чтобы теоретические абсолютные потоки лежали в 5%-ом интервале. В итоге На получилась ярче наблюдаемой на 4%, а СаІІ Н – на 4% слабее наблюдаемой. Таким образом, абсолютные потоки укладываются в ошибку 4%, но относительный поток F(Ha)/F(CaII H) отличается от наблюдаемого на 8%. В шестом моменте 09:17:54 UT ситуация аналогичная: поток Call H в этот момент времени получился ярче требуемого на 14%. Наблюдаемые и теоретически рассчитанные потоки излучения в линиях приведены на рис. 3.

Дискуссия и выводы

Для объяснения наблюдаемых потоков потребовалось рассмотреть 3 газовых слоя, ориентированных поперек луча зрения, со своими индивидуальными параметрами. Концентрация плазмы отдельного слоя варьируется в пределах 2.0·10¹² – 1.0·10¹³ см⁻³, высота 5000–7000 км, температура 5000–8450 К, турбулентная скорость 50–200 км/с.

Скорее всего, эти слои находятся в магнитных трубках (жгутах) и изолированы друг от друга магнитным полем.

- 1. Шарыкин И.Н., Струминский А.Б., Зимовец И.В. // Письма в Астрон. журн. 2015. Т. 41. С. 57–71.
- 2. Sharykin I.N., Kosovichev A.G., Zimovets I.V. // Astrophys. J., 807:102.
- 3. *Купряков Ю.А., Бычков К.В., Белова О.М. и др.* // Вестник Московского университета. Серия 3: Физика, астрономия. 2024, Т. 79, № 2, С. 2420801.
- 4. Mrozek T., Li Z., Karlický M. et al. // Solar Physics, 2024, 299, 81.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ СОПОСТАВЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ АНТИ-ХЕЙЛОВСКИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ И ПАРАМЕТРОВ ВСЕХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ НА СОЛНЦЕ

Литвишко Д.В., Куценко А.С., Абраменко В.И.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

THE STATISTICAL COMPARISON OF THE ANTI-HALE ACTIVE REGIONS PARAMETERS WITH THE PARAMETRS OF ALL ACTIVE REGIONS ON THE SUN

Litvishko D.V., Kutsenko A.S., Abramenko V.I.

Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The active regions (ARs) violating the Hale polarity law (anti-Hale ARs) account for about 4% of the total numbers of ARs. This work presents the results of a comprehensive analysis of anti-Hale ARs, including studies of the rotation rate of anti-Hale ARs across the solar disk, the variation of tilt angles, the variation of the total anti-Hale regions area with cycle, and the location of the anti-Hale ARs along latitude. It was found that the rotation rates of anti-Hale and of all ARs are statistically indistinguishable, and therefore, assuming that the rotation rate of ARs can depend on the depth of generation of their magnetic flux bundles, we can conclude that there is no reason to assume the a specific formation depth for anti-Hale ARs. The tilt angle of these ARs is found to be about constant throughout the lifetime of an anti-Hale AR. This allows us to imply that they were formed with the orientation they appeared on the surface. The time-latitude diagram does not demonstrate any privilege location of the anti-Hale ARs (relative to all ARs). All the about results allows to make conclusion that anti-Hale ARs are generated with the same mechanism as the rest of ARs.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-213-216

Введение

Согласно модели глобального динамо происходит цикличная трансформация полоидального глобального магнитного поля в тороидальное, из которого вновь формируется полоидальное магнитное поле. Дифференциальное вращение вытягивает и скручивает силовые линии полоидального поля, формируя магнитные жгуты в конвективной зоне, которые, при подъёме на поверхность, порождают активные области (АО).

Большинство АО Солнца подчиняются закону полярности Хейла, который гласит, что во время четного солнечного цикла, ведущее солнечное пятно биполярной АО имеет отрицательную полярность в северном полушарии, а в южном полушарии ситуация обратная, в следующем цикле полярность пятен меняется на противоположную. Модель глобального динамо успешно описывает формирование таких областей и многие другие аспекты солнечной активности, однако остаётся недостаточно изученным механизм формирования АО, нарушающих закон полярности Хейла, антиХейловских АО, количество которых составляет около 4% среди всех АО в цикле.

На сегодняшний день нет однозначного мнения насчёт того, принадлежат ли анти-Хейловские и остальные АО к одной популяции или же существует отдельный динамо-механизм, который порождает анти-Хейловские АО.

В одном из исследований биполярных магнитных областей на Солнце Стенфло и Косовичев [1] подвергли сомнению гипотезу о существовании однородной когерентной системы тороидального потока, созданного в процессе динамо. Авторы обнаружили, что в одних и тех же широтных зонах одновременно присутствуют АО, как подчиняющиеся закону Хейла, так и анти-Хейловские АО (рис. 8 в работе [1]). Это может свидетельствовать о том, что в недрах Солнца сосуществуют противоположно ориентированные тороидальные потоки.

Команда следующих авторов [2] установила, что относительная распространённость анти-Хейловских и остальных АО в зависимости от широты очень схожа, средний тилт-угол увеличивается с увеличением широты, и ведущая полярность имеет тенденцию быть ближе к экватору как у анти-Хейловских, так и у остальных АО. Авторы [2] отмечают слабый максимум на гистограмме распределения тилт-углов магнитных диполей в том месте, где должны были бы локализоваться анти-Хейловские группы (рис. 8 в работе [2]). Однако несмотря на большую статистику выборка активных областей в [2] и расчет их параметров, для данного анализа проходили автоматически по определённому алгоритму, поэтому нет уверенности в том, что анти-Хейловские АО были идентифицированы верно.

Целью нашей работы было сопоставить анти-Хейловские и остальные АО по таким параметрам как скорость вращения по диску Солнца, распределение их площадей в процессе цикла, широтное распределение, а также вариации тилт-углов. Для того чтобы установить, являются ли они частью одной популяции.

Данные и методы

В качестве списка анти-Хейловских АО был использован крымский каталог биполярных активных областей, нарушающих закон полярности Хейла за 1989–2018 годы [3]. Значения площадей и широт всех активных областей были взяты из среднемесячных данных USAF/NOAA (http://solarcyclescience.com/activeregions.html). А для расчёта тилт-угла и угловой скорости вращения были использованы магнитограммы полного диска продольного поля, полученные инструментом SDO/HMI. Сам метод расчёта угловой скорости вращения подробно описан в работе Куценко [4].

Результаты

Ранее в работе [5] был проведён анализ скорости вращения по диску Солнца 44 биполярных АО, нарушающих закон полярности Хейла, которые наблюдались на видимом диске Солнца за период с 2010 по 2018 годы. На рисунке 1 в [5] представлен график полученных скоростей вращения в зависимости от широты для анти-Хейловских АО, а также сопоставление его с графиком скоростей вращения по диску Солнца всех АО за это же время, что показано на рисунке 2 в [5].

Проведение статистического теста χ^2 показало, что данные распределения статистически неразличимы, поэтому, можно сказать, что анти-Хейловские и остальные АО принадлежат одной и той же выборке, а следовательно, предполагая, что скорость вращения может зависеть от глубины формирования АО, можно сделать вывод о том, что нет различий в глубинах генерации магнитных жгутов анти-Хейловских и остальных АО.

Следующим шагом было сопоставление распределения суммарных площадей по годам 143 выбранных из каталога анти-Хейловских АО 23-го и 24-го циклов с распределением суммарных площадей по годам всех АО этих же циклов [6]. По рисунку 2 в [6] можно заметить, что распределения подобны. Минимум достигается анти-Хейловскими и всеми АО одновременно. Полученная умеренная положительная корреляция проведённого корреляционного теста также показала взаимосвязь между распределениями.

Далее было проведено сравнение широтного распределения тех же анти-Хейловски и остальных АО, полученный график продемонстрирован на рисунке 1. Из данного графика видно, что широтное распределение анти-Хейловских АО аналогично остальных АО.



Рис. 1.



Рис. 2.

В дополнение был проведен анализ тилт-угла анти-Хейловских АО за 2010–2024 годы. По данным SDO/HMI было выбрано 23 анти-Хейловских АО, представляющих бипольные области. На рисунке 2 представлен пример эволюции анти-Хейловской АО 12549, которая наблюдалась в южном полушарии в мае 2016 года.

Белым крестом обозначен средневзвешенный по потоку центр положительной полярности, черным – средневзвешенный по потоку цент отрицательной полярности.

На рисунке За представлен график изменения тилт-угла этой АО. На рисунке 36 – изменение магнитного потока.





Предполагая, что анти-Хейловские AO – это обычные активные области, которые по каким-либо причинам поменяли свою ориентацию во время всплытия, мы должны увидеть систематическое вращение анти-Хейловских AO во время их эволюции с тем, чтобы восстановить их нормальную ориентацию. Однако в случае этой AO и остальных 22 мы этого не наблюдаем. Вращение наблюдается в период роста AO и составляет около пары десятков градусов, как и у многих других AO. Это говорит о том, что их тилт-угол сохраняется в течение всей жизни, и эта анти-Хейловская AO, как и другие исследованные нами, была сформирована с той же ориентацией, с которой она появилась на поверхности.

Выводы

Проведенное статистическое сопоставление анти-Хейловских и остальных АО по параметрам скорости вращения по диску Солнца, распределения их суммарных площадей по годам в течение цикла, широтного распределения и вариациям тилт-углов не выявил статистически значимых различий, которые могли бы свидетельствовать об их принадлежности к разным популяциям.

- 1. Stenflo J.O., Kosovichev, A.G. // Astrophys. J., 2012, 745, 129.
- 2. Munoz-Jaramillo A., et al. // Atrophys. J., 2021, 920, 31.
- 3. Zhukova A., et al. // Sol. Phys., 2020, 295, 165.
- 4. Kutsenko A.S. // MNRAS, 2021, 500, 4, 5159.
- 5. Litvishko D.V., et al. // Geomagnetism and Aeronomy, 2023, 63, 1111.
- 6. Литвишко Д.В, Куценко А.С., Абраменко В.И. // ССЗФ-2023. Труды. СПб, 2023, 207-210.
ТОПОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СЕТИ, ДУАЛЬНОЙ ВРЕМЕННОМУ РЯДУ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА

Макаренко Н.Г., Рыбинцев А.С., Волобуев Д.М.

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

TOPOLOGICAL ANALYSIS OF A NETWORK DUAL TO THE TIME SERIES OF WOLF NUMBERS

Makarenko N.G., Rybinzev A.S., Volobuev D.M.

Pulkovo Observatory, St Petersburg, Russia

Any time series can be matched with a graph that preserves information about the structure of the series. There are many ways to obtain such a graph. Examples are a binary recurrence graph, which can be viewed as a conjugacy matrix for a graph and a graph whose vertices are defined by delayed Takens vectors. The inverse reconstruction of the time series from the graph, which preserves the preorder relation of the original series, defines a dual representation of the series in the graph. The motivation behind this representation is the possibility of using a set of metrics that are more convenient for the extraction of dynamic patterns than traditional metrics based on Fourier analysis. Such patterns can be extracted by graph filtering methods that allow the use of persistent homology techniques. In this paper, we use this approach to diagnose the dynamical modes of a model producing a time series of Wolf numbers in the sense of Takens' theorem. As a comparison, one of the numerical solutions of the Rössler system is used.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-217-220

Введение

Под солнечной активностью (СА) понимают комплекс изменяющихся во времени паттернов, наблюдаемых в разных слоях атмосферы Солнца [1]. Как правило, их относят к пространственно-распределенным временным сценам, представленным цифровыми изображениями. Исключением в форме «точечного» сигнала, характеризующим СА интегрально, является число солнечных пятен, представленное индексом, *числом Вольфа*, введенным в 1849 г. Рудольфом Вольфом. Этот индекс не является первичным (физическим) параметром [2, 3], однако, этот ряд принято считать индикатором СА. Причина – это его форма: временной ряд был удобен для анализа Фурье [2] и моделирования традиционными схемами авторегрессии. Такие подходы исключают вопрос о природе источника сигнала; действительно, *modus operandi* – это всегда линейная комбинация гармонических мод. Известные Фурье-спектры инструментального ряда [2] охватывают интервалы времени от года, до векового цикла и более¹. Заметим, что число степеней свободы для Фурье анализа мало, и равномощный критерий

¹ Мы не рассматриваем здесь набор сверхвековых циклов, полученных по proxy данным

значимости отсутствует. С другой стороны, шумоподобные осцилляторные ряды демонстрируют нонсенс-корреляции² с множеством климатических и биосферных данных [4] и имеют широкополосные спектры, характерные для хаотической динамики. Неудивительно поэтому, что недавно был предложен вариант спектра [5], который содержит всего одну, повидимому, хаотическую 11-летнюю моду и является, фактически, огибающей традиционного набора гармоник [2]. Этот вариант восходит к ранним идеям о существовании «странного» солнечного аттрактора [6, 7]. В этом случае, временной ряд чисел Вольфа можно рассматривать как типичную проекцию фазовой траектории аттрактора, т.е. как детерминированно порожденную наблюдаемую, по Такенсу [8]. Выполнение необходимого при этом Кредо Идеального Экспериментатора [9] становится лишь символом веры. Так, ранние оценки размерности и К-энтропии для СА [10, 11] были получены по ряду, длина которого намного меньше необходимой. Согласно оценке [12] для вычисления корреляционной размерности в R³ требуется 42³ ~74000 отсчетов!

Тем не менее, поиск возможных свидетельств в пользу существования странного аттрактора для СА не теряет своей популярности [7, 13, 5]. Так, в работе [13], используя координаты, сохраняющие симметрии второго порядка, были получены вложения для ряда Вольфа и одной из координат системы Ресслера, похожие, по меньшей мере, с точностью до гомотопии. В настоящей статье мы пытаемся проверить это сходство количественно, с точностью до гомологий. Мы используем для этого преобразования рядов в графы [14, 18], для которых, методами Topological Data Analysis (TDA), вычисляются персистентные гомологии [15].

Метод

Любому временному ряду можно поставить в соответствие граф, сохраняющий информацию о структуре ряда [18, 19]. Существует много способов получить такой граф [14]; простейшим является график рекуррентности [16], который в бинарном варианте можно рассматривать как матрицу сопряженности графа. Существует и обратная процедура [17], которая, в общем случае сохраняет масштабные свойства оригинального ряда. В этом смысле, граф и временной ряд дуальны [18, 19], однако, граф имеет более богатый набор метрик. Мы использовали для построения графа один из методов символической динамики – кодирование временного ряда отношением предпорядка [20]. Для этого, каждому фрагменту ряда (слову) длиной *k* ставится в соответствие подстановка $\pi \{a_1, a_2, ..., a_k\}$ символов, где $a_1 < a_2 < < a_k$, так что a_1 кодирует наименьший, а a_k – наибольший отсчет в слове. Сдвиг на один отсчет генерирует следующее слово. Каж-

² Здесь курсивом выделена терминология Джорджа Уидни Юла [4]

дому слову соответствует вершина графа. Вершины располагаются на окружности и соединяются ребрами, которые продуцируются динамикой подстановок. Для фильтрации вершин используется матрица диффузных расстояний. Результатом фильтрации является диаграмма персистентности (PD) для числа Бетти β_1 , которое измеряет количество циклов на каждом уровне фильтрации и является рангом группы H_1 гомологий [15]. Для численных экспериментов использовался пакет *Teaspoon* в среде *Python* [21].

Результаты и выводы

На рисунке приведены результаты моделирования для цензурированного временного ряда чисел Вольфа SSN2, сглаженного по 33 точкам (слева), и решение системы Ресслера (хаотический режим) для *х*-координаты (справа), вместе с изображениями соответствующих им графов и диаграмм персистентности (PD) для чисел Бетти β_1 . Длина слова для кодирования k = 7. Фильтрация для TDA проводилась по матрице диффузных расстояний ребер.



Рисунок.

Нетрудно заметить сходство PD для графа временного ряда CA и графа хаотического аттрактора. Мы не считаем, конечно, что аттрактор CA, если он есть, непременно является решением системы Ресслера. Мы получили лишь независимое подтверждение о возможном существовании детермини-

рованного хаоса в динамике СА, и предложили путь корректной более точной диагностики. Наш результат согласуется с выводами работы [13].

- 1. *Куклин Г.В.* Пространственно-временные закономерности пятнообразования и магнитных полей на Солнце. Доктор. дисс. в форме научного доклада. Иркутск. 1991
- 2. Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В. Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М: Наука. – 1986.
- 3. Наговицын Ю.А. Квазипериодические проявления солнечной активности на различных временных шкалах. Автореферат доктор. дисс. СПб, 2006.
- 4. *Yule, G.U.* Why do we sometimes get nonsense-correlations between time-series? A study in sampling and the nature of time-series // J. R. Stat. Soc., 1926, **89**, (1), 1–63.
- 5. *Frick P., Okatev R., Sokoloff D.* Spectral properties of low-order dynamo systems // Russian Jour. of Nonlinear Dynamics, 2022, **18** (2), 289-296.
- 6. *Рузмайкин А.А.* Солнце как странный аттрактор. М., 1980. Препринт Ин-т прикл. математики АН СССР; № 80.
- 7. *Kremliovsky M.N.* Can we understand time scales of solar activity? // Solar Physics, 1994, **151**, 351-370.
- 8. *Takens E.* Detecting strange attractors in turbulence // D.A. Rand, L.S. Young (Eds.), Dynamical Systems and Turbulence, 1981, **898**, Springer, Berlin, 365-381.
- 9. *Афраймович В.С., Рейнман А.М.* Размерность и энтропия в многомерных системах. Нелинейные Волны. – Наука. – 1989, 238.
- 10. Макаренко Н.Г., Айманова Г.К. К-энтропия и размерность Реньи Солнечного аттрактора // Астрон. Циркуляр, 1988, № 1533, с. 19.
- 11. Ostryakov V.M., Usoskin I.G. On the dimension of solar attractor // Solar Physics, 1990, **127**, 405-412.
- 12. Smith L.A. Intrinsic limits on dimension calculations // Phys. Lett. A., 1988, **133** (6), № 6, 283-288.
- 13. Letellier, C., Aguirre, L.A., Maquet, J., & Gilmore, R. Evidence for low dimensional chaos in sunspot cycles // Astron. & Astroph., 2006, **449**(1), 379-387.
- 14. *Knyazeva I.S., Makarenko N.G.* Network analysis methods of heliorelated time series // Geomagnetism and Aeronomy, 2012, **52**, 849-856.
- 15. Carlsson G., Vejdemo-Johansson M. Topological data analysis with applications. Cambridge University Press, 2021.
- 16. *Eckmann J.-P., Kamphorst S.O., Ruelle D.* Recurrence Plots of Dynamical Systems// Europhys. Lett., 1987, **4** (9), 973-977.
- 17. *Thiel M., Romano M. C., Kurths J.* How much information is contained in a recurrence plot? // Physics Letters A, 2004, **330** (5), 343-349.
- Campanharo A.S.L.O. et al. Duality between time series and networks // PloS one, 2011, 6(8), e23378.
- 19. *Strozzi F. et al.* From complex networks to time series analysis and vice versa: Application to metabolic networks // Luxembourg: Office for Official Publications of the European Communities, 2009.
- 20. Bandt C., Shiha F. Order patterns in time series // J. of Time Series Anal., 2007, 28 (5), 646-665.
- 21. *Teaspoon:* A comprehensive python package for topological signal processing // https://github.com/TeaspoonTDA/teaspoon

ИЗМЕНЕНИЕ ОРИЕНТАЦИИ ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ СОЛНЦА

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.

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

VARIATION OF DIPOL ORIANTATION OF SOLAR ACTIVE REGION

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.

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

A study of the temporary change in the east-west orientation of the magnetic dipole moment of the active region of the Sun is carried out. Based on the analysis of daily magnetograms of the Kitt Peak Observatory, patterns of changes in this orientation were established. It is founded that the change of orientation occurs due to the appearance of new zones of maximum magnetic field strength. And such a change can happen more than once. Based on these features, a model of the source of the active region is proposed as a system of solenoids that change their inclination to the surface of the photosphere. In order to study the temporal variation of this inclination, the active region recorded in three Carrington rotations CR2049 – CR2051 was studied. The magnetic dipole of this active region changes orientation in the east-west direction at least 4 times. The inclination of the axis of the solenoids of the source of the studied active region to the surface of the photosphere does not exceed 60 degrees. During the attenuation phase of this active region, only one solenoid has an effect on the dipole moment. The axis of this solenoid fluctuates of about 40 degrees.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-221-224

Введение

Активные области Солнца имеют преимущественную дипольную ориентацию в восточно-западном направлении. И это ориентация меняется от одного солнечного цикла к другому. Между тем появляются активные области с противоположной ориентацией той, которая является характерной для текущего цикла. В этой связи возникает вопрос о причинах появления таких областей.

Анализ данных

С целью изучить указанную выше проблему были использованы магнитографические наблюдения обсерватории Kitt Peak. Анализировались ежедневные карты магнитного поля за период 2003–2017 гг. [1].

Проведенный анализ показал, что анти-Хейловские области за период своего существования меняют дипольную ориентацию в восточнозападном направлении. И такая смена может происходить более одного раза. Смена изучаемой ориентации происходит из-за появления новых зон локального усиленного магнитного поля.

Модель

Из анализа магнитографических данных следует, что источник активной области является сложным образованием. Поскольку дипольный момент зависит от зон локально усиленного магнитного поля, то структуру источника можно представить набором соленоидов. Магнитное поле соленоида можно аппроксимировать действием двух «магнитных зарядов», удаленных друг от друга на расстояние L. «Заряды» находятся под фотосферой на глубине *H* и ориентированы под углом θ к фотосфере. На рис. 1 показана описанная выше схема соленоида.



Рис. 1.



На фотосфере «магнитные заряды», создающие магнитное поле $B = q/r^2$ (рис. 1), формируют зоны локально усиленного поля разной полярности. Максимумы напряженности от таких зон зависят от параметров q, L, H, θ . Отношение абсолютных величин этих максимумов B(+)/B(-) зависит главным образом от угла наклона оси соленоида (рис. 1). На рис. 2 показана такая зависимость с учетом отношения *L/H*. Сплошная линия относится к случаю L/H = 0.5, а пунктирная соответствует ситуации L/H = 0.01. Следует отметить, что при отношениях меньших 0.01 положение пунктирной кривой рис. 2 практически не меняется. Случай L/H = 0.5, вероятно, является предельным, поскольку $H = 0.02 - 0.1 \text{ R}_{\text{sun}}$ [2]. А возможный размер соленоида L>0.01 R_{sun}. В представленной на рис. 2 ситуации различие менее 2° по углу θ при одинаковом отношении B(+)/B(-) в пределах L/H = 0.01 - 0.5.





Изучим долгоживущую активную область, которая появилась в кэррингтоновском обороте CR2049 в южной полусфере. За время своего существования произошла смена магнитного дипольного момента в восточно-западном направлении не менее 4-х раз. На рис. 3 и рис. 4 эта область в оборотах CR2049 и CR2050, находится правее центрального меридиана.

Вариации параметров источника

В оборотах CR2049 и CR2050 зона с экстремальной напряженностью имела отрицательный знак (рис. 3, рис. 4). В обороте CR2051 этот знак поменялся. На рис. 5 – рис. 7 приведены отношения максимумов зон магнитного поля соответственно для оборотов CR2049 - CR2051. Сплошные линии относятся к зонам западнее зоны экстремальной напряженности, а пунктирные линии расположены восточнее этой зоны. Временные отсчеты даны в часах относительно момента первой регистрации изучаемой активной области. Вертикальные линии обозначают смену восточно-западной ориентации дипольного момента активной области. В верхней части рис. 5 – рис. 7 показано направление дипольного момента. За период движения активной области в оборотах CR2049 (рис. 5) и CR2050 (рис. 6) произошла такая смена. Также смена ориентации произошла и между оборотами, что демонстрируют рис. 5 – рис. 7, исходя из ориентации в конце и начале оборотов. Ситуация с ориентацией дипольного момента в периоды движения активной области на обратной стороне Солнца является неопределенной. В таком случае, можно утверждать, что дипольный момент изучаемой активности за время ее существования сменился не менее 4-х раз.



На основе наблюдаемых отношений максимальных напряженностей рис. 5 – рис. 7 можно определить вариацию наклона оси соленоида (рис. 1). Из теоретической зависимости рис. 2 получаем величины изменение наклона θ в течение наблюдаемых оборотов CR2049 – CR2051, которые

приведены на рис. 8 – рис. 10. Положительный знак θ соответствует условию расположения положительного «заряда» ближе к фотосфере (рис. 1).

Как видно из рис. 8, рис. 9, вариация наклона θ проявляет некоторую тенденцию. На фазе «затухания» активной области такая вариация имеет явно выраженный колебательный характер с периодом около 50 часов вблизи наклона 40° (рис. 10). Наклон оси соленоида имеет разный знак к фотосфере и величина этого наклона не превышает 60° (рис. 8 – рис. 10).

Выводы

Проведен анализ временного изменения магнитного дипольного момента активной области в восточно-западном направлении. Установлено, что такое изменение происходит вследствие появления новых зон максимальной напряженности магнитного поля. И такое появление приводит к неоднократной смене восточно-западной ориентации дипольного момента.

На основе наблюдаемых эффектов предложена модель источника активной области как системы соленоидальных токов. И в процессе эволюции активной области ориентация этих соленоидов меняет угол к фотосфере. С целью изучения вариации этого угла исследовалась долгоживущая активная область в течение оборотов CR2049 – CR2051. Установлено, что изучаемый угол не превышает 60° к фотосфере, а в течение большего времени существования активной области этот угол менее 40°. На фазе «затухания» активной области угол отклонения оси соленоида источника испытывает колебания с периодом \approx 50 часов около величины 40°.

Литература

1. https://solis.nso.edu/pubkeep/v7g/

^{2.} *Merzlyakov V.L., Starkova L.I. //* Geomagnetism and Aeronomy, 2021, v. 61, n. 8, pp. 1178 – 1182.

ИЗМЕРЕНИЯ ПРОДОЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПО СПЕКТРОРОЛЯРИМЕТРИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Можаровский С.Г.

Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия

MEASUREMENT OF LONGITUDINAL MAGNETIC FIELDS BY SPECTROPOLARIMETRIC DATA

Mozharovsky S.G.

Institute of Applied Astronomy of the RAS, Saint Petersburg, Russia

The applicability of the center-of-gravity (COG) method and the inversion method from the Milne-Eddington (ME) model for constructing longitudinal magnetic field $B_{||}$ maps is investigated. Based on the Hinode spectropolarimeter (SP) data, it is shown that the ME inversion is unsuitable for regions of the quiet photosphere, since it irregularly distorts the $B_{||}$ values by several times. With regions of the umbra and penumbra, where there are no irregular three-lobed Stokes V profiles, the ME inversion works well. The COG method underestimates the values by 10–20% in all cases, but this underestimation is stable, it does not show random changes from point to point. This becomes clear after analyzing the data obtained by the COG method for Fe I λ 6301 and 6302 Å lines independently of each other. These data show very good similarity. The COG method works well in the quiet photosphere and penumbra. In the umbra, there are no spectral bands free of blends. This prevents us from determining the continuum level, the knowledge of which is necessary for the success of the COG method.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-225-228

Введение

Карты продольного магнитного поля – это важнейшее средство для анализа состояния солнечной активности. Наиболее просто их получить двумя способами – из инверсии по модели атмосферы Милна-Эддингтона (МЕ-инверсии) и методом центров тяжести (Center Of Gravity – COG).

МЕ-инверсия (см., например, [1]) основана на аналитическом решении уравнений переноса излучения в параметрах Стокса. Задавая несколько параметров модели получают профили Стокса магнитоактивных спектральных линий. Затем варьируя параметры, среди которых есть напряжённость магнитного поля |B| и угол его вектора с лучом зрения γ , добиваются минимума суммы квадратов отклонений точек в модельном и наблюдаемом профилях. Команда миссии Hinode применяет МЕ-инверсию ко всем сеансам наблюдения своего спектрополяриметра и делает доступными рассчитанные карты через интернет. На картах есть значения |B| и γ , из которых можно получить продольное поле B_{\parallel} .

Метод СОБ [2] основан на том, что разность положений центров тяжести I+V и I-V профилей Стокса равна величине магнитного расщепления спектральной линии согласно формуле (значения λ даны в см):

$$(\lambda_{\rm I+V} - \lambda_{\rm I-V}) / 2 = 4.6686 \cdot 10^{-5} \cdot \lambda^2 \cdot g_{\rm eff} \cdot B_{\parallel} , \qquad (1)$$

длины волн центров тяжести λ_{\pm} , где $I_{\pm}=I_{C}-(I\pm V)$, вычисляются как суммы:

$$\lambda_{\pm} = \Sigma (I_{\pm} \cdot \lambda \cdot \Delta \lambda) / \Sigma (I_{\pm} \cdot \Delta \lambda).$$
⁽²⁾

Мы можем рассчитать [3] профили Стокса любой магнитоактивной спектральной линии, в которой мало самопоглощение, для любой одномерной модели фотосферы. Значения $B_{\parallel} = B_{COG}$ полученные из рассчитанных профилей фактически совпадают со значениями, первоначально заданными в модели В_{||,Model}. Таким образом, значения B_{COG} будут неизменны для любой модели фотосферы и для любой магнитоактивной линии (с точностью до фактора Ланде g_{eff}).

Однако если взять реальную линию, например Fe I λ 6302 Å, расчётные значения B_{COG} будут составлять k = 0.8-0.9 от значений $B_{\parallel,Model}$, меняясь при изменении величины и направления поля в модели. Из-за самопоглощения степень круговой поляризации в линии становится меньше, в той же степени уменьшается и рассчитанное поле B_{COG} .

Проблема несовпадения значений продольного поля, полученных разными методами

Имея значения продольного поля, полученные разными методами, мы можем их сравнить. Если оценки разных методов идеальны, диаграмма рассеяния точек должна точно лечь на прямую с коэффициентом наклона k = 1. Из рисунка 1 *слева* мы можем понять, что методы в целом работают хорошо. Как и предсказывает модельный расчёт, отношение $B_{COG}/B_{ME,\parallel}$ лежит где-то вблизи прямой k = 0,8, что мы и ожидали. Однако рисунок 1 *слева* построен для точек, принадлежащих полутени солнечных пятен. А рисунок 1 *справа* – для точек спокойной фотосферы. Очевидно, что в области спокойной фотосферы один из методов, а возможно и оба, не пригодны для измерения магнитного поля. В настоящей работе проведена проверка тремя разными способами; в результате каждой проверки получалось, что непригодным является метод МЕ-инверсии. Из-за малого отношения сигнал шум в профилях Стокса Q и U в спокойной фотосфере результаты инверсии начинают удовлетворять нескольким разным комбинациям входных параметров.

Метод центров тяжести можно использовать для независимого определения продольного поля по линиям Fe I λ 6302 и 6301 Å. На рисунке 2 *слева*, где сравниваются значения для двух линий, мы видим ожидаемую картину. У линии 6301 больше эквивалентная ширина, чем у 6302. Соответственно в ней больше самопоглощение и точки диаграммы рассеяния должны лежать ниже прямой k = 1. Диаграмму на рисунке 2 *справа* объяснить не просто. Если в методе СОG не скрыта методическая ошибка, то в линии 6301 значения B_{\parallel} получаются больше, чем в 6302. Считается общепринятым, см., например [4] что линия большей силы 6301 образуется вы-





Рис. 1. Диаграммы рассеяния точек $B_{COG}/B_{ME,\parallel}$ для сеанса наблюдений SP/Hinode 20141024_0031 для двух подмножеств точек. Слева – точки полутени, отфильтрованы по значениям яркости I_{CONT} 0.3–0.8 средней яркости спокойной фотосферы $I_0 = \langle I_{CONT,B=0} \rangle$. Справа – точки спокойной фотосферы, отфильтрованы по $I_{CONT} > 0.8 \cdot I_0$.



Рис. 2. Диаграммы рассеяния точек *В*_{СОG,6301}/*В*_{СОG,6302}. *Слева* – сеанс 20141024_0031, полутень. Справа – сеанс 20061219_1137, спокойная фотосфера

Поэтому был сделан модельный расчёт методом пробного слоя [5] эффективных высот отклика сигнала B_{COG} на изменения магнитного поля. Из расчёта оказалось, что отклик в линии 6301 приходит с большей глубины, чем 6302, т.е. обратно тому, как принято считать, см. рисунок 3 *слева*. Разница высот очень мала, поэтому для измеренного отношения $k_{12} = B_{6301}/B_{6302}$ градиент поля должен быть большим. Как следует из обзора [6] из раздела о поле вне сетки (InterNetwork – IN), силовые трубки магнитного поля выходят из-под поверхности Солнца вертикально и на некоторой высоте испытывают резкое скачкообразное расширение в горизонтальное одеяло. В соответствии с этой моделью был проведён расчёт профилей Стокса для нашей пары линий. Как оказалось, такая модель отлично описывает наблюдения и не требует каких-то вычурных объяснений для $k_{12}>1$ как это сделано в работе [4].



Рис. 3. Слева Эффективные высоты отклика сигнала B_{COG} для двух спектральных линий для модели фотосферы HOLMU [7] для ряда значений напряжённости поля В и угла γ . Справа Отношение значений B_{6301}/B_{6302} для той же модели в случае особенной конфигурации магнитного поля. В нижних слоях модели поле вертикально, в верхних – горизонтально, и на отрезке длиной 150 км, центрированном на высоте h=100, 150 и 200 км угол γ линейно меняется от 0 до 90°.

Выводы

На основе данных спектрополяриметра Hinode показано, что для областей спокойной фотосферы использование МЕ-инверсии непригодно. С областями тени и, по большей части, с полутенью, МЕ-инверсия справляется хорошо. Метод СОG при использовании линий 6302/6301 стабильно занижает значения на 10–20%. Он хорошо работает в спокойной фотосфере и полутени, а в случае тени надо отдельно исследовать уровень континуума.

Превышение потока продольного поля в линии 6301 над потоком в линии 6302 объясняется обратным соотношением высот отклика этих линий на сигнал B_{COG} , чем было принято считать ранее.

- 1. Orozco Suárez, D., et al. // Publ.of the Astronomical Society of Japan, 2007, 59: p. 837.
- 2. Semel, M. // Annales d'Astrophysique, 1967, 30: 513-513.
- 3. *Можаровский, С.Г. //* Ежегодник УАФО ДВО РАН, 2013, **15**: с. 76-110.
- 4. Faurobert, M. and G. Ricort // Astronomy and Astrophysics, 2021, 651: p. A21.
- 5. *Можаровский, С.Г. //* "Солнечная и солнечно-земная физика 2013", Труды конференции ГАО, СПб, 2013, с. 153-156.
- 6. *Hinode Review Team //* Publ. of the Astronomical Society of Japan, 2019, 71: p. R1.
- 7. Holweger, H. and E.A. Müller // Solar Physics, 1974, 39: p. 19-30.

ПОИСК ВОЗМОЖНЫХ ПРЕДВЕСТНИКОВ СЕРИИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ 12230 9 ДЕКАБРЯ 2014 Г.

Моторина Г.Г.^{1,2}, Шарыкин И.Н.², Зимовец И.В.², Моторин А.С.³ ¹Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Росси ²Институт космических исследований РАН, Москва, Россия ³Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики, Санкт-Петербург, Россия

SEARCH FOR PRECURSORS TO A SERIES OF SOLAR FLARES IN THE ACTIVE REGION 12230 ON DECEMBER 9, 2014

Motorina G.G.^{1,2}, Sharykin I.N.², Zimovets I.V.², Motorin A.S.³

¹Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia ²Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia ³ITMO University, St. Petersburg, Russia

The work analyses dynamics of the NOAA active region (AR) 12230, which caused a series of consecutive flares (C5-C9) with a quasi-periodicity of about 2 h within 12 hours on 09.12.2014. This AR was characterized by a rapid increase of flaring activity and its subsequent rapid decline, which can be considered as a good example for the study of probable precursors of powerful flares. We study the evolution of AR 12230 and its transition from the "non-flare" state to the mode of initiation of a series of flares. For this purpose, we analyze magnetic field dynamics from SDO/HMI magnetograms, extreme ultraviolet images from SDO/AIA data, differential emission measure, and X-ray observations leading up to the onset of flares in this AR.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-229-232

Введение

Предвестником солнечной вспышки принято считать локальное мелкомасштабное выделение энергии, видимое как уярчение в различных диапазонах длин волн во временном диапазоне от нескольких минут до ~1–2 ч. до начала основной вспышки. Предвестники могут являться как проявлением независимых более слабых эпизодов энерговыделения, сопутствующих эволюции АО, так и пусковым механизмом для основного вспышечного энерговыделения. В частности, в [1] описан эффект предварительного нагрева мягким и жестким рентгеновским излучением, а также связь с корональными выбросами массы. Кроме того, в работе [2] была показана связь между мелкомасштабным энерговыделением (предвестником) и началом главной вспышки. Исследования в микроволновом диапазоне [3] показали, что предвспышечные флуктуации микроволнового излучения локализованы в компактных зонах активной области. Это позволяет предположить, что мелкомасштабное высвобождение энергии в нижних слоях солнечной атмосферы может быть связано с началом основной вспышки. Тем не менее, вопрос о предвестниках и их связи с началом солнечных вспышек до сих пор остается открытым.

Целью данной работы является исследование AO 12230 в интервале ее наивысшей вспышечной активности (9 декабря 2014 г.) на предмет поиска предвестников по данным мягкого рентгеновского (данные GOES) и крайнего ультрафиолетового (КУФ) (данные SDO/AIA) излучения, а также попытка выявить характерные процессы в AO перед серией вспышек и природу возникновения предвестников.

Наблюдения и анализ данных

АО 12230 появилась на видимой части Солнца 6 декабря 2014 г. (на максимуме 24-го цикла солнечной активности), и в процессе развития, начиная с 8 декабря, вызвала серию солнечных вспышек класса С. Первая вспышка произошла 8 декабря 2014 г. в 17:53 UT (С1.3), далее 9 декабря 2014 г. произошла последовательно серия из 11 вспышек, начиная с 03:21 UT (С2.0) по 23:22 UT (С1.3), и последняя вспышка произошла 10 декабря 2014 г. в 02:03 UT (С1.4). Длительность между концом одной вспышки и началом следующей 9 декабря 2014 г. была следующая: 1 ч. 9 мин., 2 ч. 43 мин., 1 ч. 17 мин., 1 ч. 54 мин., 58 мин., 1 ч. 25 мин., 1 ч. 39 мин., 1 ч. 14 мин., 51 мин., 3 ч. 30 мин. Среднее время между соседними вспышками составляло 100.0 мин, стандартное отклонение 50.4 мин. Данная АО была выбрана для анализа динамики активности КУФ всплесков в силу быстрого роста группы пятен (в течение суток) и появления серии солнечных вспышек, причем 7 наиболее мощных вспышек появлялись квазипериодическим образом в течение 12 часов, после чего вспышек уже не наблюдалось.

На рис. 1 показаны временные профили УФ, рентгеновского излучения и гистограмм распределения компонент магнитного поля. При сравнении УФ и рентгеновских кривых блеска можно заметить, что данные GOES показывают всплески не только с рассматриваемой AO, но и из других областей Солнца, что важно учитывать при исследовании вспышек и их предвестников [4]. Стоит отметить, что появление вспышечной активности ассоциировано с ростом магнитного поля (всех компонент).

Для выполнения поставленной задачи нами были проанализированы данные КУФ излучения в каналах 94, 131, 171, 193, 211, 335 Å, зарегистрированного с помощью SDO/AIA, и рентгеновское излучение по данным GOES, которые позволяют получить информацию о тепловой вспышечной плазме. С помощью AIA/SDO данных было проведено восстановление дифференциальной меры эмиссии (DEM, рис. 2) вспышечной плазмы вдоль луча зрения в диапазоне температур T = 0.5 - 25 МК для дальнейшего определения температуры и меры эмиссии из интересующей нас области, FOV (рис. 2).

Временные профили КУФ излучения, а также температуры и меры эмиссии показаны на рис. 3.



Рис. 1. Слева: временные профили АО 12230: максимальный уровень вариаций УФ излучения (ярчайший пиксель на УФ картах) в АО в канале 1600 A (а), суммарная вариация УФ излучения в АО в канале 1600 A (b), поток рентгеновского излучения по GOES в канале 1–8 A (c), поток КУФ излучения в канале AIA 131 A (d). Справа: верхние три панели показывают временные последовательности гистограмм распределения компонент магнитного поля: (а) модуль поля, (b) модуль Вz компоненты, (c) горизонтальная компонента Bh. Вертикальными линиями отмечены характерные этапы развития AO и фонового энерговыделения. На панелях (d, e) показаны увеличенные по амплитуде временные УФ профили (синий цвет) для лучшей визуализации слабых УФ всплесков.

Обсуждение результатов и выводы

Проведен анализ тепловой плазмы АО 12230 во временном интервале 02:23-23:33 UT 9 декабря 2014 г., произведшей серию из 11 квазипериодических вспышек класса C со средним временем между ними 100 ± 50 мин. Показано, что наблюдается корреляция профилей меры эмиссии и температуры, полученных по данным GOES и SDO/AIA. Профили ЕМ и Т показывают не такую явную вариацию как профили КУФ излучения, они более гладкие. То есть *EM* и *T* менее чувствительны к мелкомасштабным вариациям. Если брать за критерий возникновения предвестников 1-2 ч. до вспышки, то для восьми из 11 событий предыдущая вспышка может рассматриваться как предвестник последующей в рамках единого процесса энерговыделения магнитной энергии в АО. При этом перед началом серии вспышек 9-го декабря мы увидели значительное усиление потоков УФ излучения примерно за 12 часов, что можно считать предвестником серии вспышек на фоне всплытия магнитного поля. Однако данные утверждения требуют дополнительного анализа данных наблюдений. Также наблюдаются локальные всплески из АО в некоторых КУФ каналах, не видимых с помошью GOES.



Рис. 2. Слева: анализируемый участок (FOV) АО 12230. Справа: пример DEM, рассчитанной из FOV, для момента времени 19:40-19:52 UT 9 декабря 2014 г.



Рис. 3. Слева: кривые блеска КУФ излучения из FOV (см. рис. 2), 9 декабря 2014 г. Справа: температура (T) и мера эмиссии (EM), рассчитанные по данным GOES и AIA.

Планируется дальнейший анализ динамики различных характеристик AO 12230, включая этапы появления и формирования AO на диске Солнца, перехода из "невспышечного" во "вспышечное" состояние и наоборот.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ 20-72-10158.

- 1. Van Hoven G., Hurford G.J. // ASR, 1986, V. 6, I. 6, pp. 83-91.
- 2. Wang H. et al. // Nature Astronomy, 2017, V. 1, id. 0085, 6 p.
- 3. Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А. // Изв. КрАО, 2021, 117, с. 38-43.
- 4. Zimovets I.V. et al. // Ge&Ae, 2022, V. 62, I.4, pp. 356-374.

НЕЗАТУХАЮЩИЕ КОЛЕБАНИЯ СОЛНЕЧНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ПЕТЕЛЬ КАК ВОЗМОЖНЫЕ ПРЕДВЕСТНИКИ МОЩНЫХ ВСПЫШЕК

Нечаева А.Б., Зимовец И.В., Шарыкин И.Н.

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

DECAYLESS KINK OSCILLATIONS OF SOLAR CORONAL LOOPS AS POSSIBLE PRECURSORS OF POWERFUL FLARES

Nechaeva A.B., Zimovets I.V., Sharykin I.N.

Space research institute of RAS, Moscow, Russia

In this paper we study decayless kink oscillations of solar coronal loops and search for changes in their behaviour prior to powerful (M-, X-class) flares that occurred in active regions where these loops originated. Coronal loops can be considered as proxies of magnetic field lines in active regions of the Sun. We performed preliminary analysis of 11 flare events, in some of which there were oscillatory patterns observed in several loops in a parental active region. For each event, 171 Å and 94 Å AIA/SDO images with a cadence of 12 seconds were downloaded and analysed for time intervals ranging from 4 hours before the flare to 40 minutes after it. As the decayless oscillations are very low-amplitude (1–2 pixels of AIA/SDO), we used the Motion Magnification technique to amplify these oscillations. After retrieving a series of magnified 171 Å images, time-distance maps were constructed and oscillatory patterns were extracted from these maps "by hand". To check whether there are any changes in the period of oscillations prior to the flare we performed a wavelet analysis. No systematic changes were found. Thus, we preliminary conclude that the kink velocity in coronal loops (with top heights of around 200–300 Mm) is not sensitive enough to local variations of magnetic and plasma parameters in active regions evolving towards powerful flares.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-233-236

Введение

Солнечная вспышка – это процесс внезапного, быстрого сброса магнитной энергии, характеризующийся усилением яркости в широком спектре электромагнитного излучения и наблюдаемый в активных областях (АО) Солнца. Краткосрочное и сверхкраткосрочное прогнозирование вспышек является важной прикладной задачей, решение которой необходимо для минимизации их негативных последствий. На сегодняшний день разрабатываются различные методы прогноза вспышек, основанных, в том числе, на наблюдениях предвспышечных колебательных процессов в атмосфере Солнца.

Колебания корональных петель можно описывать как колебания плазменного цилиндра в однородном магнитном поле [1, 2]. Период первой гармоники изгибных (kink) колебаний выражается следующим соотношением:

$$P = 2L/c_k, \tag{1}$$

где L – длина петли, а $c_k = c_{Ai}(2\xi/(\xi+1))^{1/2}$ – изгибная скорость (здесь ξ – отношение плотностей плазмы вне и внутри петли. Альфвеновская скорость c_{Ai} зависит от магнитного поля и плотности плазмы в петле.

В данной работе в качестве потенциально возможных предвестников вспышек мы рассматриваем незатухающие изгибные колебания корональных петель, которые, в отличие от затухающих, имеют амплитуды порядка 0.2 Мм [3], что сравнимо (или в несколько раз меньше) с размером пикселя прибора the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) на борту the Solar Dynamics Observatory (SDO) [4]. По этой причине для анализа этих колебаний, необходимо провести процедуру их усиления по амплитуде. Для этого используется метод Motion Magnification, описанный в [5]. После усиления амплитуда таких колебаний становится уже не 1–2 пикселя AIA/SDO, а 5–10, что значительно упрощает их детектирование и отслеживание.

Корональные петли можно рассматривать как прокси линий магнитного поля в активных областях Солнца. Таким образом, незатухающие колебания существуют вне зависимости от динамических триггеров, и изменения в характере их поведения можно рассматривать в контексте предвелышечной активности по перестройке магнитной конфигурации активной области. Предвестники – в широком смысле, совокупность явлений в АО перед (~1–2 ч) основной вспышкой. Могут проявляться как относительно слабые короткие (секунды-минуты) всплески интенсивности излучения из локальных участков АО, связанные с динамикой магнитных полей и плазмы. Преимуществом изучения незатухающих колебаний корональных петель в данном контексте является то, что незатухающие колебания корональных петель часто хорошо видны вблизи лимба, где сложно наблюдать солнечные пятна и магнитные поля на фотосфере, необходимые для построения прогноза вспышек.

Данные и методы

Для исследования были отобраны 11 мощных вспышек, для которых в областях их возникновения четко наблюдались корональные петли вблизи лимба. Основные критерии отбора вспышечных событий:

1) расположение АО вблизи лимба (гелиографические долготы выше ~80 градусов);

2) хорошая видимость корональных петель в канале 171 Å AIA/SDO в активной области развития вспышки;

3) наличие мощной вспышки (выше класса М1) в АО.

Для каждой вспышки были получены данные по ультрафиолетовым изображениям с прибора AIA/SDO в каналах 171 Å (T ~ 0.6 MK) и 94 Å (T ~ 6 MK) для конкретной AO, в которой произошла вспышка.

Данные проанализированы для интервала времени от 4 часов до начала основной (мощнейшей в интервале) вспышки с временным разрешением в 12 секунд. Для каждого события был применен инструмент Motion Magnification для усиления амплитуды колебаний. Затем для каждого события с помощью библиотеки PyQtGraph были построены диаграммы время-расстояние, показывающие изменение интенсивности УФ излучения вдоль выделенного отрезка во времени. Для всех изучаемых вспышек на полученных диаграммах время-расстояние вручную были выделены наблюдаемые осцилляции. Так как осцилляции были выделены вручную, и количество точек при ручном выделении ограничено, и они не однородно лежат на временной сетке. Полученные точки были аппроксимированы сглаживающей кривой. По точкам данных, взятых с этой кривой, был проведён вейвлет-анализ наблюдаемых осцилляций. Далее полученный результат вейвлет-анализа сравнивался с кривой интенсивности излучения из рассматриваемой АО в канале 94 Å.





На рисунке показаны полученные результаты на примере анализа вспышки SOL2023-08-07T20:30 (X1.5 // N12W88). Сверху слева показаны получившиеся диаграммы время-расстояние, в том числе с выделенными вручную колебаниями петли. На верхней панели справа показана исследуемая АО в канале 171 Å, красным отрезком показан срез, для которого построена диаграмма, желтым кругом показано положение вспышки, и желтым закрашена примерная площадь, которую затрагивает видимое в анализируемых каналах AIA возмущение в результате вспышки. На нижней левой панели представлена вейвлет-спектрограмма колебания за 4 часа до вспышки с нанесенным (черной кривой) временным профилем интенсивности в канале 94 Å, а на нижней правой – тот же профиль, но дополнительно также для ещё 40 минут после начала вспышки. Время вспышки обозначено вертикальной пунктирной линией. Стоит обратить внимание, что на спектрограмме показана не частота, а произведение частоты на оценку длины петли, так как эта величина прямо пропорциональна изгибной скорости согласно (1).

Заключение

При рассмотрении эволюции незатухающих колебаний солнечных корональных петель в течение 4 часов до 11 мощных (М- и Х-класса) вспышек не было замечено систематических изменений в их поведении. В отдельных случаях на вейвлет-спектрограммах можно видеть неоднородности в поведении колебаний (например, появление новых частот или усиление уже существующих), но закономерности в появлении этих неоднородностей пока выявлено не было. Поэтому они могут быть как связаны с предвестниками в АО, так и являться артефактами. Этот вопрос требует дальнейшего исследования. В данной работе мы рассматривали изменение параметра частота умноженная на длину волны, то есть изгибной скорости колебаний согласно формуле (1). Таким образом, можно сделать предварительный вывод, что предвспышечная эволюция АО не отражается значительным образом на изгибной скорости в крупных (с высотами ~300 Мм) рассмотренных петлях, зависящей от величины магнитного поля в петле, концентрации плазмы и отношения плотностей плазмы внутри и вне петли. В дальнейшем в рамках этого исследования также планируется рассмотреть ещё по крайней мере 10 мощных (выше класса М1) вспышек и провести сравнение с поведением незатухающих колебаний петель в тех АО, в которых не происходило мощных вспышек. Также будет интересно посмотреть, как ведут себя колебания в более низких компактных петлях, располагающихся ближе к вспышечной области, если это позволит сделать разрешение AIA/SDO.

Работа выполнена за счет средств Российского научного фонда (грант № 20-72-10158).

- 1. Zajtsev, V.V. and Stepanov, A.V. On the origin of pulsations of type IV solar radio emission. Plasma cylinder oscillations (I) // Issledovaniia Geomagnetizmu Aeronomii i Fizike Solntsa, 1975, **37**, 3–10.
- 2. *Roberts, B., Edwin, P. M., and Benz, A. O.* On coronal oscillations // ApJ, 1984, **279**, 857–865.
- 3. *Nisticò G., Nakariakov V.M., Verwichte E.* Decaying and decayless transverse oscillations of a coronal loop // A&A, 2013, **552** A57.
- 4. *Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J. et al.* The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Sol Phys., 2012, **275**, 17–40.
- 5. *Anfinogentov, S., Nakariakov V., Kosak K.* DTCWT based motion magnification v0.5.0 // Zenodo, 2019.

КЛИМАТ ЗЕМЛИ И КВАЗИДВУХСОТЛЕТНЯЯ ЦИКЛИЧНОСТЬ В ВУЛКАНИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТИ

Огурцов М.Г.^{1,2}

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

EARTH'S CLIMATE AND QUASI-BICENTENNIAL CYCLICITY IN VOLCANIC ACTIVITY

Ogurtsov M.G.^{1,2}

¹Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg, Russia ²Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

Despite the long search for solar-climatic relationships, there is still no conclusive evidence of the impact of solar activity on the Earth's climate. One of the reasons for this state of affairs may be the presence of natural cycles in the Earth's climate with periods close to solar periods, but independent of solar activity and seriously distorting the solar effect. An analysis of four paleoreconstructions of the Earth's Northern Hemisphere temperature showed that they contain a quasi-200-year variation that does not correlate with the corresponding Suess solar cycle. However, in two reconstructions, the quasi-two-hundred-year cycle reveals a significant (p<0.03) correlation with the corresponding variation in activity over the past 1200 years. This indicates that one of the reasons for the quasi-two-hundred-year periodicity in the Earth's Northern Hemisphere temperature may be variations in volcanic activity. Physical mechanisms of the influence of long-term variations in volcanic activity on climate are discussed.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-237-240

Введение

Глобальное изменение климата, в силу его большого влияния на все аспекты деятельности человека, стало одной из важнейших проблем современного естествознания. Одной из основных проблем при изучении глобальных изменений является выявление изменений, вызванных внешними воздействиями, поскольку их необходимо отделить от фона естественной изменчивости климата. Основная сложность такого анализа связана с краткостью имеющихся инструментальных массивов данных. Инструментальные измерения температуры обычно охватывают не более последних 100–150 лет, поэтому их недостаточно для установления пределов амплитуды долговременной изменчивости климата. Преодолеть эти трудности позволяет активно развивающаяся в последние годы палеоклиматология. За последние 15 лет получен ряд свидетельств наличия двухсотлетней (период около 200 лет) изменчивости климата Земли [1–3]. Целью данной работы является поиск квази-200-летних изменений климата и изучение их возможных связей с долговременными изменениями солнечной и вулканической активности.

Результаты

В этой работе были использованы четыре самые последние реконструкции температуры Северного полушария, полученные в работах Schneider et al. [4], Wilson et al. [5], Guillet et al. [6], Büntgen et al. [7] в последние 10 лет. Эти реконструкции были получены с использованием данных о ширине годичных колец (TRW), максимальной плотности поздней древесины (MXD), содержании стабильных изотопов в земных архивах, параметрах морских и озерных отложениях, документальной информации, температуре, измеренной в буровых скважинах. Они и охватывают период до последних 2000 лет и были получены с использованием передовых методов стандартизации, которые сохраняют низкочастотную информацию. Также были использованы два самых продолжительных ряда данных о вулканической активности, полученных в работах Gao et al. [8] и Crowley and Unterman [9] из кернов Гренландии и Антарктиды. Использованные в работе ряды показаны на рисунке.



Рисунок. А – инжекция сульфатного аэрозоля в стратосферу [8]; Б – аэрозольная оптическая толща на волне 550 нм [9]; В – сульфатные и аэрозольные данные, сглаженные по 40 годам; Г – температура в Северном полушарии Schneider et al. [4]; Д – температура в Северном полушарии Schneider et al. [4]; Д – температура в Северном полушарии Billet et al. [6]; Ж – температура в Северном полушарии Billet et al. [7].

Фурье и вэйвлетный анализ показали, что в спектрах температурных и вулканических рядов присутствуют двухвековые (периоды 195-250 лет) вариации. Периоды этих вариаций близки к периоду солнечного цикла Зюсса. Однако, значимой корреляции между квази-200-летними периодичностями в температуре Северного полушария и реконструкциях солнечной активности [10-12] не было обнаружено. А вот квази-200-летние циклы в температурных реконструкциях Wilson et al [5] and Büntgen et al. [7] коррелируют с соответствующими вулканическими периодичностями со значимостью *p*<0.05. Коэффициент корреляции максимален, когда задержка между вулканической активностью и температурным откликом составляет 20 лет. Анализ, проведённый с использованием четырех палеореконструкций температуры Северного полушария, выявил отрицательную корреляцию между двухсотлетними циклами в температуре и вулканической активности, хотя не все они достаточно значимы. Краткосрочное влияние вулканических извержений на климат хорошо известно. Оно связано с выбросом пепла и серных газов, которые превращаются в сульфатные аэрозоли, отражающие солнечную радиацию. Однако имеются данные о том, что кластеры вулканических извержений могут поддерживать охлаждение поверхности в течение столетий [13] и даже тысячелетий [14] благодаря системе обратных связей между океаном, атмосферой и морскими льдами. Для более надежных выводов о влиянии долговременных изменений вулканической активности на климат Земли желательно получить новые длительные палеореконструкции, основанные на полностью независимых индивидуальных индикаторах.

- 1. *Raspopov, O.M.; Dergachev V.A.; Esper J.; et al.* The influence of the de Vries (~200year) solar cycle on climate variations: Results from the Central Asian Mountains and their global link // Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology, 2008, 259, 6-16.
- 2. Ogurtsov, M.; Veretenenko, S.; Lindholm, M.; Jalkanen, R. Possible solar-climate imprint in temperature proxies from the middle and high latitudes of North America // Adv. Space Res., 2016, 57, 1112-1117.
- 3. *Liu, X.Q.; Dong, H.L.; Yang, X.D.; et al.* Late Holocene forcing of the Asian winter and summer monsoon as evidenced by proxy records from the northern Qinghai–Tibetan Plateau // Earth Planet. Sci. Lett., 2009, 280, 276–284.
- 4. Schneider, L.; Smerdon, J.E.; Büntgen, U.; et al. Revising midlatitude summer temperatures back to A.D. 600 based on a wood density network // Geophys. Res. Lett., 2015, 42, 4556–4562.
- 5. *Wilson, R.; Anchukaitis, K.; Briffa, K.; et al.* Last millennium northern hemisphere summer temperatures from tree rings: Part I: The long term context // Quat. Sci. Rev., 2016, 134, 1–18.
- 6. *Guillet, S.; Corona, C.; Khodri, M.; et al.* Climate response to the Samalas volcanic eruption in 1257 revealed by proxy records // Nat. Geosci., 2017, 10, 123-128.
- 7. Büntgen, U.; Allen, K.; Anchukaitis, K.J.; et al. The influence of decision-making in tree ring-based climate reconstructions // Nat. Commun., 2021, 12, 3411.

- 8. *Gao, C.; Robock, A.; Ammann C.* Volcanic forcing of climate over the past 1500 years: An improved ice core-based index for climate models // J. Geophys. Res., 2008, 113, D23111.
- 9. Crowley, T.; Unterman, M. Technical details concerning development of a 1200 yr proxy index for global volcanism // Earth System Science Data, 2013, 5, 187–197.
- 10. *Delaygue, G.; Bard, E.* An Antarctic view of Beryllium-10 and solar activity for the past millennium // Clim. Dyn., 2011, 36, 2201-2218.
- 11. Steinhilber, F.; Abreu, J.A.; Beer, J.; et al. 9,400 years of cosmic radiation and solar activity from ice cores and tree rings. Proc. Nat. Acad. Sci., 2012, 109(16), 5967-5971.
- 12. *Roth, R.; Joos, F.* A reconstruction of radiocarbon production and total solar irradiance from the Holocene ¹⁴C and CO₂ records: Implications of data and model uncertainties // Climate of the Past., 2013, 9, 1879-1909.
- 13. Zhong, Ya., Miller, G., Otto-Bliesner, B. et al. Centennial-scale climate change from decadally-paced explosive volcanism: A coupled sea ice-ocean mechanism // Climate Dynamics, 2011, 37, 2373-2387.
- 14. *Baldini, J., Brown, R., Mcelwaine, J.* Was millennial scale climate change during the Last Glacial triggered by explosive volcanism? // Scientific Reports, 2015, 5: 17442.

СОЗДАНИЕ ИНТЕГРАЛЬНОЙ ОБУЧАЮЩЕЙ БАЗЫ ДЛЯ КЛАССИФИКАЦИИ ВСПЫШЕК МЕТОДОМ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ

Ожередов В.А.¹, Струминский А.Б.¹, Григорьева И.Ю.²

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

CREATING OF THE INTEGRATIVE TRAINING DATABASE FOR THE MACHINE LEARNING-BASED SXR-FLARES CLASSIFICATION METHOD

Ozheredov V.A.¹, Struminsky A.B.¹, Grigoryeva I.Yu.²

¹Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia ²Main Astronomical (Pulkovo) Observatory RAS, St.-Petersburg, Russia

Solar proton event (SPE) is a process of particle acceleration in the source and the propagation to the observer. This process is not understandable in details by now: its "pure" physical model allowing the SPE prediction is absent. Recently we developed a prediction algorithm as a hybrid of physical concept and machine learning method called Bayesian inference. When applied to the famous catalog of solar proton events (SWX), this method revealed "misses" on the several events within it and "hits" on the other events beyond it So, we established a task to build up a hybrid training database constructed from SWX catalog and time series originated from SRG monitor in L_2 and Electron-Proton-Helium Instrument (EPHIN).

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-241-244

Основанный на гибридизации физических идей из статьи [1] и Байесовского вывода алгоритм классификации вспышек как источников солнечных протонов показал удовлетворительные результаты на выборке [2], правильно определив все указанные там за период от 1996-го по 2017-й год события как SPE-источники (SPE = solar proton events) и дав примерно 1% ложных срабатываний на почти 30 000 «обычных» вспышек за тот же период. В рамках настоящей работы мы пытаемся создать новую базу, охватывающую период с 2017-го года по настоящее время для тестирования старых и создания новых версий методов классификации вспышек как SPE-источников.

На настоящий момент из открытых данных с источника [3] собрано 12407 вспышек за период с сентября 2017 года по октябрь 2024 года. Информация о каждой из них организована согласно схеме на рис. 1. Параметры вспышки делятся на признаки, то есть те, на основе которых будет производиться классификация новых вспышек, и отклики, то есть характеристики, по которым вычисляется мера уверенности эксперта в принадлежности вспышки к SPE-источникам. Признаки обозначены синим цветом, отклики – красным.



Рис. 1. Схема хранения информации о событиях в обучающей базе данных.

Согласно идеям статьи ускорение [1]. протонов происходит в достаточно хорошо прогретой плазме. Работа ускорителя сопровождается появлением радиоизлучения на гигагер-RSTN-частотах цовых (2695 – 15400 МГц), тогда как мегагерцовые частоты и излучение II-IV типов являются индикатором сопутствующих эруптивных процессов. Поэтому для прогноза SPE имеет значение температурный профиль вспышки, а также со-

став и продолжительность радио-событий внутри горячей фазы вспышки (т.е. интервала, на котором температура не опускается ниже 10 МК). Важное значение для распространения протонов в межпланетном пространстве к Земле имеет местоположение вспышки на солнечной сфере и обладающий достаточно удачной геометрией и высокой скоростью корональный выброс массы (КВМ).

Перейдем к предварительным результатам классификации собранных вспышек. Важно отметить, что градация SPE/not SPE не является «чернобелой», и потому классификация вспышек не похожа, например, на задачу автоматического распознавания велосипедов на дороге, в которой транспортной средство не может быть «немножко велосипедом».



Рис. 2. Семейство зависимостей вероятности пропуска цели от QME протонного события.

Входящее в любой каталог протонное событие имеет ряд «показателей протонности», характеризующих непрерывно распределенную от 0 до 1 меру уверенности эксперта в том, что данным событием не стоит пренебрегать в смысле его потенциальной опасности ДЛЯ наземных И космических устройств и пилотируемых полетов. В каталоге SWX [4] таких показателей два - интенсивность потока первого максимума J и квазимаксимальная энергия (quasi-maximal energy) QME. Мы пытаемся дополнить этот ряд показателей профилями с монитора радиационной обстановки в точке Лагранжа L₂ [5] и с инструмента EPHIN [6].

Вышесказанное иллюстрирует рис. 2, на котором изображен пучок зависимостей ошибки первого рода (пропуск цели) по каталогу SWX от квазимаксимальной энергии (QME) протонного события для трех вариантов пороговой фильтрации событий по интенсивности максимального потока J.

Видно, что при отсутствии фильтра на поток и квази-максимальную энергию события вероятность пропуска цели составляет примерно 27%, следовательно, по точность распознавания при таких условиях алгоритм принятия решений слабо отличим от случайного выбора при подбрасывании монетки. Далее, при полном отсутствии фильтра на интенсивность потока ошибка с большими флуктуациями падает примерно до 15%. При введении стандартной отсечки на интенсивность потока J = 10 pfu (общепринято полагать, что протонные события с меньшей интенсивностью максимального потока не способны вызвать сколь-нибудь значимые последствия своего появления, следовательно – не особо интересны) ошибка снижается уже гораздо более монотонно до значений в 10% на 100 MeV, а при отсечке в 20 pfu ошибка уже на 28 MeV падает до нуля.

Самими благодатными с точки зрения *SPE case study* месяцами в текущем году выдались май и июнь. На рис. 3 показаны наложенные друг на друга временные ряды, полученные от инструментов Spectr-RG (серая кривая) и EPHIN (фиолетовая кривая). Жирная черная линия внизу обозначает глобальный тренд, связанный с модуляцией галактических космических лучей (ГКЛ), а тонкая черная линия соответствует отсечке, связанной с модуляцией ГКЛ в 25-цикле солнечной активности.



Рис. 3. Наложение временных рядов с инструментов Spectr-RG и EPHIN (канал 25–53 MeV) за период мая–июня 2024-го года.

Синим цветом заштрихованы участки кривой Spectr-RG, отвечающие пяти протонным всплескам, занесенным в каталог SWX. Видно, что величина всплесков соответствует вышеозначенной модуляции ГКЛ. На текущий момент наш алгоритм «ловит» не только все 5 из пяти протонных событий, занесенных в каталог SWX, включая залимбовое событие 11-Jun-2024, вспышка X3 каталога STIX [7], но и 20-May-2024, вспышка X12 каталога STIX [7], не включённая в каталог SWX (протонное событие было зарегистрировано даже на поверхности Марса!). Однако, визуально регистрируемое на мониторе EPHIN протонное возрастание от 24-Jun-2024 не «ловится» нашим алгоритмом и не фиксируется протонным монитором GOES по причине его заведомо низкой квазимаксимальной энергией (QME < 53MeV).

• Принадлежность вспышки к протонному источнику является нечетким событием, характеризующимся индикаторной функцией со значениями от 0 (нисколько не протонное событие) до 1 (определенно опасное протонное событие). Индикаторная функция зависит от интенсивности потока в максимуме, квази-максимальной энергии и силы реакции на событие таких инструментов, как Goes Proton Monitor, Spectr-RG и EHPIN.

• В связи с этим, наряду с достоверно протонными событиями их каталоги протонных событий содержат слабые и откровенно неинтересные экземпляры. В то же самое время, некоторые вспышки, появление которых отзывается в достаточно значимых всплесках на EPHIN и Spectr-RG, в каталогах часто отсутствуют.

• Текущая версия алгоритма классификации вспышек на основе Байесовского вывода работает достаточно неплохо.

- Struminsky A., Sadovsky A., Grigorieva I. Criteria for Forecasting Proton Events by Real-Time Solar Observations // Geomagnetism and Aeronomy, 64(2), pp. 139-149. DOI:10.1134/S0016793223600984.
- 2. https://umbra.nascom.nasa.gov/SEP/
- 3. https://aj4co.org/AJ4CODataArchive/NOAA%20SWPC%20Event%20Logs/
- 4. https://swx.sinp.msu.ru/apps/sep_events_cat/
- 5. https://monitor.srg.cosmos.ru/dates/
- 6. http://www2.physik.uni-kiel.de/SOHO/phpeph/EPHIN.htm
- 7. https://datacenter.stix.i4ds.net/view/flares/list

ПОЛОЖЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И ЦЕПОЧКИ МАКСИМУМОВ ПЛОТНОСТИ ТОКА, ЛЕЖАЩИХ НА ОСОБЫХ ЛИНИЯХ, ПОЛУЧЕННЫЕ В РЕЗУЛЬТАТЕ МГД МОДЕЛИРОВАНИЯ НАД АКТИВНОЙ ОБЛАСТЬЮ

Подгорный А.И.¹, Подгорный И.М.²

¹Физический Институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия ²Институт Астрономии РАН, Москва, Россия

SOLAR FLARE POSITIONS AND CHAINS OF CURRENT DENSITY MAXIMA PLACED ON SINGULAR LINES OBTAINED BY MHD SIMULATION ABOVE THE ACTIVE REGION

Podgorny A.I.¹, Podgorny I.M.² ¹Lebedev Physical Institute RAS, Moscow, Russia ²Institute of Astronomy RAS, Moscow, Russia

The primordial energy release of solar flare in the solar corona is explained by flare mechanism of release of energy accumulated in the magnetic field of the current proposed by S.I. Syrovatsky, according to which, the energy for flare is accumulated in the magnetic field of the current sheet. The observed manifestations of the flare are explained by the sed on determining the positions of the current density maxima, which must be achieved in the centers of the current sheets. The conditions for flare are more promotable when the X-type field dominates on divergent magnetic field which can be superimposed. The comparing the results of MHD simulation with observations of microwave radio emission at 17 GHz indicate that maxima with promotable conditions for flare occurrence also occur outside the bright region of flare emission. This problem can be solved by the occurrence of the surface of magnetic lines with high current density, passing through a chain of current density maxima. This extended surface 50 Mm in size has the form of arch and situated entirely in the region of bright flare emission. More appropriate conditions for flare appearance reached on the top of arch but not in the place of chain of current density maxima. The flare instability can occur on the top of the arch and then propagate along the arch.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-245-248

Ввеление

Первичное освобождение энергии при солнечной вспышке в солнечной короне на высотах 15-70 Мм объясняется механизмом солнечной вспышки С.И. Сыроватского [1], согласно которому энергия для вспышки накапливается в магнитном поле токового слоя. Многочисленные наблюдения ([2] и др.) показывают возникновение вспышек на таких высотах, что соответствует результатам МГД-моделирования над активной областью. Наблюдаемые проявления вспышки, возникающие в результате быстрого освобождения магнитной энергии в токовом слое, объясняются электродинамической моделью солнечной вспышки, предложенной И.М. Подгорным [3]. Модель основана на наблюдениях и результатах МГД моделирования и использует аналогии с электродинамической моделью суббури, ранее разработанной ее автором [4]. Поскольку из наблюдений невозможно получить конфигурацию магнитного поля в короне, для изучения физического механизма солнечной вспышки необходимо проводить МГД моделирование в солнечной короне. При этом расчеты должны начинаться за несколько дней до вспышки, когда магнитная энергия для вспышки еще не накопилась в короне. При постановке задачи не делалось никаких предположений о механизме солнечной вспышки. Все условия брались из наблюдений.

МГД моделирование проводится над активной областью AR 10365 в расчетной области в короне в виде прямоугольного параллелепипеда $1\times0.3\times1$ (единица длины выбрана $L_0 = 4\times10^{10}$ см). Для численного решения уравнений МГД разработана абсолютно неявная противопоточная конечно-разностная схема, консервативная относительно магнитного потока [5]. Схема реализована в компьютерной программе ПЕРЕСВЕТ. Распараллеливание расчетов осуществлялось вычислительными потоками на GPU с использованием технологии CUDA. Полученная в результате МГД моделирования конфигурация магнитного поля настолько сложна, что часто непосредственно невозможно определить положения особых линий. Для этой цели была разработана графическая поисковая система [6], основанная на определении положений максимумов плотности тока, которые достигаются в центрах токовых слоев.

Протяженная поверхность магнитных линий с повышенной плотностью тока, приходящая через цепочку максимумов плотности тока: возможное решение проблемы совпадения положений вспышек, найденных из МГД моделирования с наблюдениями

Проведено сравнение результатов МГД моделирования над активной областью АО 10365 в момент 02:32:05 26 мая 2003 года за три часа до вспышки М 1.9 с наблюдениями микроволнового радиоизлучения на частоте 17 ГГц, полученными на радиогелиографе Нобеяма. Конфигурация магнитного поля представлена линиями, проходящими через максимумы плотности тока с номерами 145, 147, 194, 179, 4, 73, 105, 41, 12, 205, 123, 82, 84, 182 (рис. 1а,б,д.). Конфигурации магнитного поля в некоторых точках максимумов плотности тока вне яркой области вспышечного излучения указывают на благоприятные условия для появления вспышек. Проблему совпадения областей яркого вспышечного излучения с положениями вспышек, найденных из результатов МГД моделирования, может решить возникновение поверхности повышенной плотности тока, проходящей через цепочку максимумов плотности тока. Максимумы этой цепочки с номерами 145, 149, 148, 150 и 147 представлены на рисунках 1а, б, в, г, е. На рисунке 1ж представлена плоская конфигурация в квадрате с малым размером 12 000 км, в центре которого располагается центральный максимум цепочки Ј МАХ 148. Плоскость квадрата расположена перпендикулярно вектору магнитного поля в ее центре. Конфигурация на рис. 1ж типична для всех максимумов цепочки. Эти конфигурации не обладают свойствами, которые могли бы значительно способствовать вспышечному освобождению энергии.



Рис. 1. Конфигурация магнитного поля на диске Солнца (а, б) и в пространстве (д) представлена магнитными линиями, проходящими через выбранные максимумы с номерами 145, 147, 194, 179, 4, 73, 105, 41, 12, 205, 123, 82, 84, 182. На диске наложено распределение интенсивности микроволнового излучения на частоте 17 ГГц, (б). Аркада магнитных линий, проходящих через цепочку максимумов J MAX 145 149 148 150 147, на диске Солнца (в, г) и в пространстве (д). Плоская конфигурация магнитного поля в окрестности центрального максимума цепочки J MAX 148 (ж) и в окрестности точки на этой же магнитной линии в вершине арки (з).

Все максимумы цепочки принадлежат одному и тому же токовому слою значительной ширины (~50 000 км), т.е. протяженной поверхности с повышенной плотностью тока (рис. 2а,б в квадрате с большим размером 80 000 км с центром в 148-м максимуме, расположенном в середине цепочки). Трехмерная конфигурация в кубе представлена на рис. 2в. Плоскость квадрата расположена перпендикулярно вектору магнитного поля в его центре. Магнитные линии в кубе, проходящие через максимумы цепочки, образуют аркаду (рис. 2г). Для построения магнитной конфигурацию в вершине арки строится квадрат большого размера 80 000 км с центром на магнитной линии, проходящей через J MAX 148. Конфигурации магнитного поля в окрестностях точек на вершине петли в центральной плоскости размером 12 000 км (рис. 1з) обладают свойствами, способствующими появлению вспышки.

Сравнение двумерных и трехмерных конфигураций в больших областях размером 80 000 км для точек цепочки максимумов и точек в вершине аркады показывает значительно более благоприятную ситуацию для возникновения вспышек в вершинах петель, а не в точках максимумов цепочки. (рис. 26, в, е, ж). На вершине петли для плоской конфигурации доминирует поле Х-типа (рис. 2е), а в трехмерной конфигурации линии поля значительно расходятся в направлении вдоль особой линии (рис. 2ж), что означает относительно слабую продольную компоненту магнитного поля, так что она не сможет стабилизировать вспышечную неустойчивость.



Рис. 2. Линии равной плотности тока, положения пространственных и плоских максимумов плотности тока и точек пересечения с выбранными плоскостями магнитных линий, проходящих через точки максимумов (а, д), плоская (б, е) и пространственная (в, ж) конфигурации магнитного поля, аркады магнитных линий (г, з) в большой области размером 80 000 км в месте расположения цепочки максимумов J MAX 145 149 148 150 147 (а, б, в, г) и на вершине арки (д, е, ж, з).

Возникновение аркады магнитных линий с повышенной плотностью тока может решить проблему совпадения областей яркого вспышечного излучения с положениями вспышек, найденных из результатов МГД моделирования. Неустойчивость, приводящая к основному энерговыделению вспышки, может начинаться в вершине аркады, где свойства конфигурации магнитного способствуют возникновению неустойчивости токового слоя. Далее неустойчивость может распространиться на всю область токового слоя, что подтверждается расположением всей аркады в области яркого вспышечного излучения.

Расширенный вариант этой статьи доступен по адресу https://sites.lebedev.ru/ru/podgorny/file/7098

- 1. Сыроватский С.И. // ЖЭТФ 50, 1133-1147 (1966).
- 2. Lin R.P., Krucker S., Hurford G.J. et al. // Astrophys. J., 2003, 595, L69-L76.
- 3. Подгорный И.М., Балабин Ю.В., Вашенюк Э.В., Подгорный А.И. // Астрон. журн., 2010, 87, 704-716.
- 4. Podgorny, I.M., Dubinin, E.M., Israilevich, P.L., Nicolaeva, N.S. // Geophys. Res. Lett., 1988, 15, 1538-1540.
- 5. Podgorny A.I., Podgorny I.M. // Sun and Geosphere, 2013, 8(2), 71-76.
- 6. Подгорный А.И. и Подгорный И.М. // ЖВМ и МФ, 2004, **44**, 1873-1897.

ОТКЛИК ЖЕСТКОСТИ ГЕОМАГНИТНОГО ОБРЕЗАНИЯ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ НА ИЗМЕНЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ И МАГНИТНЫХ ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ ВО ВРЕМЯ БУРИ 23–24 МАРТА 2023 Г.

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

RESPONSE OF THE CUTOFF RIGIDITY OF COSMIC RAYS TO CHANGES IN THE DYNAMIC AND MAGNETIC PARAMETERS OF THE SOLAR WIND AND GEOMAGNETIC ACTIVITY DURING THE STORM ON MARCH 23–24, 2023

Ptitsyna N.G., Danilova O.A., Tyasto M.I.

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

We investigated the correlations between the cutoff rigidity of cosmic rays and the parameters of interplanetary space, solar wind, and geomagnetic activity during a strong magnetic storm on March 23–24, 2023. The cutoff rigidity of cosmic rays was obtained by calculating the trajectories of particles in the magnetic field of the magnetosphere according to the Tsyganenko Ts01 model. The analysis showed that the changes in the cutoff rigidity is controlled mainly by changes in the indices of geomagnetic activity Dst (correlation coefficient $k \approx 0.95$), as well as electromagnetic parameters B, Bz, Ey and plasma β ($|k| \approx 0.6-0.75$). The dynamic parameters of the solar wind V, N, P have little effect on the dynamics of the cosmic ray cutoff rigidity (|k| < 0.45).

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-249-252

1. Введение

Проникновение потоков космических лучей (КЛ) в магнитосферу и атмосферу Земли контролируется магнитным полем Земли, которое является экраном для заряженных частиц. Возможность проникновения заряженных частиц внутрь магнитосферы определяется их магнитной жесткостью R (момент на единицу заряда). Жесткость геомагнитного обрезания /reoмагнитный порог КЛ – это жесткость, ниже которой поток частиц отсекается из-за геомагнитного экранирования. Во время магнитных бурь в магнитосфере формируются глобальные системы токов: кольцевой ток, ток на магнитопаузе, магнитосферный хвостовые токи, а также высокоширотные продольные токи. Эти токи снижают напряженность поля внутри магнитосферы, тем самым ослабляя геомагнитное экранирование, т.е. наблюдаются вариации жесткости обрезания $\Delta R_{эф}$. Целью данного исследования является определение геомагнитных порогов в период сильной магнитной бури 23–24 марта 2023 г. и анализ зависимости их изменений от параметров межпланетной среды и геомагнитосферы.

2. Метод и данные

Вертикальные эффективные геомагнитные пороги R_{эф} численно рассчитаны для 23-24 марта 2023 г. через определение траекторий частиц в модельном магнитном поле модели Цыганенко *Ts*01 ([1] и ссылки там). Расчеты проводились для каждого часа по отношению к средним жесткостям в спокойное время 12 марта 2023 г для следующих станций: ESOI (33.30° N, 35.80° E), Афины (37.97° N, 23.72° E), Алматы (43.25° N, 76.92° Е), Юнгфрау (46.55° N, 7.98° Е), Иркутск (52.47° N, 104.03° Е), Москва (55.47° N, 37.32° E) и Кингстон (42.99° S, 147.29° E). Далее вычислялись коэффициенты корреляции k вариаций жесткостей обрезания $\Delta R_{\rm ab}$ со следующими параметрами: компоненты Bz и By, и полное значение ММП В, азимутальная компонента Еу электрического поля, параметр плазмы β , скорость V, плотность N и давление P CB, а также индексы геомагнитной активности Dst И Kp (https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html).

3. Результаты

На верхней панели рис. 1 показаны вариации геомагнитных порогов $\Delta R_{3\phi}$ для всех исследуемых станций во время бури 23–24 сентября 2023 г. Видно, что максимальное понижение порогов до ≈ -0.8 ГВ наблюдается на высокоширотных станциях Москва и Кингстон в 02:00 UT 24 марта во время пика бури (минимум *Dst*). Кроме того, на всех станциях КЛ виден отрицательный скачок $\Delta R_{3\phi}$ от 0 до -0.5 ГВ в начале бури (13:00 UT 23 марта). При этом максимальное понижение $\Delta R_{3\phi} \approx -0.5$ ГВ наблюдается для станции Москва. Это понижение жесткостей обрезания в начале главной фазы было значительным и составило $\sim 70\%$ от максимального понижения в минимуме *Dst*, т.е. в конце главной фазы. Понижение жесткостей обрезания на начальном этапе главной фазы бури является откликом на большой скачок динамического давления P = 14.79 нПа в 12:00 UT, что свидетельствует о резком сжатии магнитосферы.

На диаграмме рис. 2 представлены результаты вычислений коэффициентов корреляций между $\Delta R_{\rm sb}$ для выбранных станций и параметрами геомагнитной активности, солнечного ветра и ММП. Видно, что, что наилучшая корреляция $\Delta R_{9\phi}$ прослеживается с *Dst* ($k \approx 0.93-0.96$). Отрицательная геомагнитным индексом Кр несколько корреляция с меньше $(k \approx -0.74 \div -0.8)$. Кроме того, значительная корреляция/антикорреляция электромагнитных параметров, всех кроме найдена для By: B ($k \approx -0.68 \div -0.74$), Bz ($k \approx 0.59 \div 0.7$), Ey ($k \approx -0.57 \div -0.68$) и β ($k \approx$ 0.57÷0.71).

Динамические параметры солнечного ветра показывают значительно меньшую связь со значениями $\Delta R_{ightarrow}$: $k \leq 0.5$ на всех станциях (рис. 2).



Рис. 1. Вариации жесткости геомагнитного обрезания и некоторых параметров солнечного ветра, ММП и геомагнитной активности во время бури 23–24 марта 2023 г.



Рис. 2. Корреляция между ΔR_{ij} и исследуемыми параметрами.

4. Выводы и заключение

Мы проследили, как изменяющиеся условия в СВ и магнитосфере в процессе эволюции магнитной бури 23-24 марта 2023 г. отражаются на поведении изменений жесткостей геомагнитного обрезания КЛ $\Delta R_{3\phi}$. Получено, что наибольшее понижение жесткостей обрезания КЛ наблюдается на главной фазе в максимуме бури (Dst = -167 нТл) и составляет $\Delta R_{\rm sob} =$ -0.8 ГВ (на ст. Москва). Кроме того, значительное понижение $\Delta R_{3\phi} = -0.5$ ГВ фиксируется в начале бури как реакция на скачкообразное повышение давления СВ Р, которое обусловило сжатие магнитосферы и начало главной фазы бури. Величина ΔR и его направление контролируются относительным вкладом токов на магнитопаузе и кольцевого тока, воздействие которых противоположно [2]. В случае исследуемой бури преимущественное воздействие на движение частиц КЛ сразу после скачкообразного пооказывали эффекты интенсификации кольцевого вышения Р тока. корреляции значений Наибольшая ΔR_{20} была Dst степень С $(k \approx 0.96)$, что свидетельствует о том, что кольцевой ток действительно играет основную роль в контролировании $\Delta R_{\rm adb}$. Кроме того, выявлена высокая степень корреляции с электромагнитными параметрами *B*, *Bz*, *β* и *Ey*. Динамические параметры СВ не обнаруживают существенной связи со значениями $\Delta R_{\rm sob}$ во время эволюции бури.

Можно заключить, что доминирующим фактором изменений жесткостей геомагнитного обрезания во время бури 23–24 марта 2023 г. является кольцевой ток, а суммарный эффект остальных токовых систем определяет полученные корреляции. Однако определить вклад отдельных токовых систем не представляется возможным, так как динамика жесткости геомагнитного обрезания в зависимости от параметров CB и ММП тесно связана с еще недостаточно хорошо понятой динамикой взаимодействия CB и магнитосферы во время сильной магнитной бури.

- 1. *Tsyganenko N.A., Singer H.J., Kasper J.C.* Storm-time distortion of the inner magnetosphere: How severe can it get? // J. Geophys. Res., 2003, vol. 108, iss. A5, 1209. DOI: 10.1029/2002JA009808.
- Flueckiger E.O., Shea M.A., Smart D.F. On the latitude dependence of cosmic ray cutoff rigidity variations during the initial phase of a geomagnetic storm / Proc. 20th Int. Conf. Cosmic Rays. Moscow, 1987, vol. 4, pp. 2016–2020.
МУЛЬТИДЕКАДНЫЕ ВАРИАЦИИ В СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И КЛИМАТЕ ЗЕМЛИ

Птицына Н.Г., Демина И.М.

Санкт-Петербургский Филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

MULTIDECADAL VARIATIONS IN SOLAR ACTIVITY AND THE EARTH'S CLIMATE

Ptitsyna N.G., Demina I.M.

SPbF IZMIRAN, Saint-Petersburg, Russia

In this work, the variability of solar activity, climatic indices and the Earth's magnetic field in the range of periods of 20-70 years was studied by the wavelet method. For this purpose, the instrumental series of the number of sunspots SN in 1700–2020, data on global temperature anomalies in the Earth's climate in 1880–2020, as well as the H and Z-components of the Earth's magnetic field measured in magnetic observatories of different latitudes were used. In the SN, there is a 30-40-year variation, in the climatic indices it is 60- and 20-year, and the 30-40-year variation appears after 1970. In the spectra of the Earth's magnetic field, secular variations with a period of ~60 years are visible, as well as components characteristic of solar activity.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-253-256

Введение

Солнце является источником энергии для климатической системы Земли. Климат Земли изменяется в широких пределах от нескольких до миллионов лет. Солнечная активность (СА) также подвержена квазипериодическим колебаниям, самый известный и стабильный из которых - это 11-летний цикл Швабе. Кроме того, широко изучены 22-летний цикл Хейла, ~100 цикл Глейсберга и ~200 летний цикл Зюсса. Менее изученным является диапазон периодов между циклом Хейла и циклом Глейсберга. В статье [1] выделена 30-40-летняя вариация в реконструированных числах SN в 1000-1700 гг., которая могла бы быть соотнесена с климатическим циклом Брюкнера. В данной работе исследована вариабельность СА, климатических индексов и вариаций магнитного поля Земли в диапазоне периодов 22-70 лет в эпоху прямых наблюдательных данных. Мы использовали инструментальный ряд числа солнечных пятен SN в 1700-2020 гг., данные о глобальных температурных аномалиях (индекс С) в климате Земли по инструментальным измерениям в 1880–2020 гг., а также H и Z- компоненты магнитного поля Земли МПЗ, измеренные в разноширотных магнитных обсерваториях Arti, Coimbra, Alibag в 1840-2020 гг.

Наблюдательный ряд SN

На рисунке1 показан исходный ряд годовых значений *SN (серым цветом)* и ряд, сглаженный окном в 12 лет (*черным цветом*).



Рис. 1. Ряд числа солнечных пятен SN.

Далее было вычислено вейвлет преобразование Морле сглаженного ряда. На рисунке 2 представлено изменение модуля вейвлет коэффициентов, масштабы пересчитаны в периоды. Символами отмечены максимумы, которые мы отнесли к 30 и 40-летним составляющим.



Рис. 2. Вейвлет-спектр ряда *SN*.

Можно видеть, что в вейвлет спектре *SN* в период 1700–1830 гг. доминирует 60-летняя вариация, на фоне которой более коротковолновые близкие периоды не выделяются, но со смещением доминанты спектра около 1900 г. в более длинноволновую область начинают отчетливо выделяться 30-летние и 40-летние периоды.

Температурный индекс С (разность температур суша-океан dT)

Использованы данные по dT для всей акватории (а) и только по Атлантическому океану (б). Был вычтен тренд и затем вычислено вейвлет преобразование остатка. Результат показан на рис. 3 (верхние панели – данные, нижние панели – вейвлет спектр).

В вейвлет спектре температурного индекса четко доминирует около 60-летняя составляющая на всем рассматриваемом временном интервале, а также хорошо заметна 20-летняя; 30–40-летняя вариация видна только после 1970 года в индексе для акватории в целом, но не для Атлантического океана, где можно предполагать присутствие таких составляющих в период с 1860–1910 гг. Обращает на себя внимание тот факт, что в солнечной активности в этот интервал времени 60-летняя составляющая уже отсутствует.



Рис. 3. Временные изменения и вейвлет-спектр температурного индекса.

Анализ данных магнитных обсерваторий

Рассматривалось изменение среднегодовых значений компонент Z и H в магнитных обсерваториях. Две обсерватории расположены в средних широтах – ARTI (рис. 4) и Coimbra (рис. 5), и обсерватория, расположенная в приэкваториальной зоне – Alibag (рис. 6). Основной критерий выбора состоял в длине и однородности данных. Из среднегодовых значений был вычтен тренд (показан пунктиром) и для остатков (показаны жирной линией) вычислено вейвлет преобразование Морле.



Рис. 4. Обсерватория ARTI, широта 56.43°, долгота 58.57°.



Рис. 5. Обсерватория COIMBRA, широта 40.22°, долгота -8.42°.



Рис. 6. Обсерватория ALIBAG, широта 18.62°, долгота 72.88°.

В изменениях компонент МПЗ проявляются, в первую очередь, вариации главного поля (ГМПЗ), связанные с внутренними источниками. В частности, это 60-летние вариации, которые хорошо видны в вейвлет спектре Z-компоненты среднеширотных обсерваторий (рис. 4 и 5), но отсутствуют в CA в этот период времени. С влиянием CA может быть связано наличие 30–40-летних составляющих, поскольку вариации ГМПЗ с такими периодами фильтруются проводящей мантией. В H-компоненте всех обсерваторий и в Z-компоненте обсерватории Alibag присутствуют периоды, длина которых превышает 70 лет. Эти периоды не могут быть выделены в силу недостаточной длины ряда, но характер изменения вейвлет спектра позволяет предполагать их присутствие. Эти составляющие соответствуют вариациям цикла Глейсберга в CA.

Отметим присутствия 60-летних вариаций и в магнитных вариациях, и в изменении климатического индекса С. Скорее всего вариации последнего связаны с проявлением опосредованного влияния на климат процессов, протекающих в жидком ядре.

Заключение

Получено, что в изменении климатических параметров наблюдаются периодические составляющие, присущие как вейвлет спектрам СА, так и спектрам МПЗ. Мы предполагаем, что МПЗ может оказывать влияние на климат через космические лучи КЛ. Частицы КЛ ответственны за ионизацию атмосферы и продукцию озона, который играет значительную роль в климатических вариациях [2]. В свою очередь, изменение потока КЛ, с одной стороны зависит от изменений СА, а с другой стороны, модулируется МПЗ. Однако ответ на вопрос о влиянии СА на вариации климата и о возможном вкладе в этот процесс МПЗ как медиатора требует дальнейших исследований.

Литература

- 1. *Птицына Н.Г., Демина И.М.* // Геомагнетизм и Аэрономия. 2024. Т. 64. № 2. С. 217–229.
- 2. Kilifarska N. // Bulgar. J. Phys. 2021. V. 47. P. 4-13.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ КРУТИЛЬНЫХ ВОЛН В ЗАРОЖДАЮЩИХСЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТНАХ

Романов К.В.¹, Романов Д.В.¹, Романов В.А.², Степанов Е.А.², Лебедев А.А.²

¹Красноярский государственный педагогический университет,Красноярск, Россия ²Саратовский государственный университет, Саратов, Россия

PROPAGATION OF TORSIONAL WAVES IN EMERGING SUNSPOTS

Romanov K.V.¹, Romanov D.V.¹, Romanov V.A.², Stepanov E.A.², Lebedev A.A.²

¹Krasnoyarsk state pedagogical University, Krasnoyarsk, Russia ²Saratov state University, Saratov, Russia

The paper studies the ascent of a thin magnetic tube from the convective zone to the photosphere level of the Sun, taking into account the influence of the spatial structure of the magnetic field inside the tube on the resulting torque rotating the tube around the axis. For this purpose, a system of differential equations is derived that determines the frequency of rotation of the tube and the twisting of the vortex magnetic field around the central axis depending on time. An equation of motion of the central axis of the tube is derived taking into account the influence of the twisting of the vortex magnetic field.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-257-260

1. Введение

В тонкой магнитной трубке при протекании электрического тока возникает вихревое магнитное поле. Взаимодействие магнитного поля с электрическими токами, протекающими внутри трубки, обеспечивает механический момент сил, раскручивающий трубку относительно центральной оси. По трубке распространяются крутильные волны [1, 2]. Вихревая структура магнитного поля также оказывает силовое воздействие на движение центральной оси трубки, т.е. на движение трубки как целого. В настоящей работе исследуется возникновение и распространение крутильных волн при всплывании тонкой магнитной трубки из нижних слоёв конвективной зоны к фотосферному уровню Солнца. Удаётся зафиксировать определенные закономерности во временной эволюции закрутки и частоты вращения в лидирующем и ведомом пятнах зарождающейся арочной магнитной структуры на фотосферном уровне в северном и южном полушариях Солнца.

2. Кинематика и динамика тонкой закрученной магнитной трубки

Рассмотрим тонкую магнитную трубку с закрученными вокруг центральной оси силовыми магнитными линиями (рис. 1).



Рис. 1. Сопровождающий репер векторов (\vec{l} , \vec{n} , \vec{b}) и вектор \vec{m} , проведенный из точки М к магнитной линии.

Для точек, лежащих на оси, введём единичный касательный вектор $\overline{\ell}$:

$$\vec{\ell} = \frac{\partial \vec{R}}{\partial \ell},\tag{1}$$

где ℓ – длина трубки. Введём вектор \vec{k} , характеризующий кривизну трубки:

$$\vec{k} = \frac{\partial \vec{\ell}}{\partial \ell} = \frac{\partial^2 \vec{R}}{\partial \ell^2}.$$
 (2)

Нормировка вектора \vec{k} :

$$\vec{n} = \frac{\vec{k}}{k}.$$
(3)

Введём единичный вектор бинормали:

$$\vec{b} = [\vec{\ell} \times \vec{n}]. \tag{4}$$

В результате получаем сопровождающую ортонормированную базу векторов $(\vec{l}, \vec{n}, \vec{b})$ для каждой точки оси трубки. Введём единичный вектор \vec{m} , перпендикулярный оси трубки и направленный в исследуемую точку (рис. 1). Отдельная силовая магнитная линия описывает кривую:

$$\begin{cases} \vec{S}(\ell,r) = \vec{R}(\ell) + r \cdot \vec{m}(\ell) \\ r \le a - pa \partial uyc \ mpy \delta \kappa u \end{cases}.$$
(5)

При движении вдоль силовой линии вектор *m* вращается вокруг оси трубки:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial \ell} = q(\ell) \cdot [\vec{\ell} \times \vec{m}], \qquad (6)$$

где $q(\ell)$ – закрутка силовой магнитной линии, равная углу поворота вектора \vec{m} (в радианах) при перемещении вдоль оси трубки на единицу длины [3]. Если учесть кривизну трубки получаем:

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial \ell} = q(\ell) \cdot [\vec{\ell} \times \vec{m}] + \left[[\vec{\ell} \times \frac{\partial \vec{\ell}}{\partial \ell}] \times \vec{m} \right].$$
(7)

В общем случае для расчёта закрутки магнитного поля нужно учитывать вращение трубки с угловой частотой ω и движение оси трубки $\vec{l} = \vec{l}(t)$:

$$\left\{ \frac{dq}{dt} = -\eta \cdot q + \frac{\partial \omega}{\partial \ell} + \left(\left[\frac{\partial \vec{\ell}}{\partial \ell} \times \frac{d \vec{\ell}}{dt} \right], \vec{\ell} \right) \right\} \tag{8}$$

$$\eta = \left(\frac{\partial \vec{\nu}}{\partial \ell}, \vec{\ell}\right) \tag{9}$$

Для вывода уравнений динамики оси магнитной трубки и вращения трубки вокруг оси рассмотрим силы и моменты, действующие на малый элемент ΔV трубки длиной $d\ell$ (рис. 1)

Уравнение движения оси трубки приводится к виду:

$$\overline{\rho}_{i}\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{1}{\sigma}\cdot\frac{\partial\vec{G}}{\partial\ell} + (\overline{\rho}_{i} - \overline{\rho}_{e})\vec{g}$$
(10)

$$\vec{G}(\ell) = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma(\ell)} \vec{H} \cdot H_n \, dS \tag{11}$$

Полный момент сил, действующий на выделенный объём ΔV (рис.1):

$$\int \Delta \vec{\tau} = \int_{\Delta V} [\vec{r} \times f] dV = \frac{\partial \vec{M}}{\partial \ell} d\ell$$
(12)

$$\int \vec{M}(\ell) = \frac{1}{4\pi} \int_{\sigma(\ell)} [\vec{r} \times \vec{H}] \cdot H_n \, dS \tag{13}$$

Интегралы $\vec{G}(\ell)$ и $\vec{M}(\ell)$ по перечному сечению трубки рассчитываются с учётом зависимости $\vec{H} = \vec{H}(\vec{r}(\ell))$

$$\left[\vec{G}(\ell) = \vec{\ell} \cdot \frac{\sigma \cdot H^2}{4 \cdot \pi} \left(\gamma_0 + \frac{k^2 \cdot a^2}{4} \cdot \gamma_2\right)\right]$$
(14)

$$\begin{cases} \vec{M}(\ell) = \frac{\Phi^2}{8\pi^2} \cdot \gamma_2[q(\ell) + k(\ell) \cdot \vec{b}] \end{cases}$$
(15)

$$\left[\gamma_{n} = \frac{n+2}{a^{n+2}} \cdot \int_{0}^{a} \left(\frac{H_{\ell}^{\circ}(r)}{\overline{H}}\right)^{2} \cdot r^{n+1} \cdot dr$$
(16)

В результате получаем замкнутую подсистему уравнений по расчёту временной эволюции $\omega(\ell,t)$, $q(\ell,t)$ по известной динамике магнитной трубки $\vec{R} = \vec{R}(\ell,t)$, $\sigma = \sigma(\ell,t)$

$$\begin{cases} \frac{d\omega}{dt} + \frac{\omega}{\sigma} \cdot \frac{d\sigma}{dt} = \gamma_2 \cdot V_A^2 \cdot \frac{\partial q}{\partial \ell} \\ \frac{dq}{d\ell} = -\eta \cdot q + \frac{\partial \omega}{\partial \ell} + k \cdot (\vec{b}, \frac{d\vec{\ell}}{dt}) \\ \eta = (\vec{\ell}, \frac{\partial \vec{\upsilon}}{\partial \ell}) \end{cases}$$
(17)

3. Результаты расчётов

Расчёты временной эволюции закрутки и частоты вращения магнитной трубки приведены для следующего режима: начальная напряжённость магнитного поля равна $1.5 \cdot 10^6$ Гс; волновое число m = 3; глубина развития неустойчивости Паркера равна 218000 км ниже фотосферного уровня.



Рис. 2. Временная эволюция частоты вращения магнитной трубки на фотосферном уровне в ведущем и ведомом пятнах.

Рис. 3. Временная эволюция закрутки магнитной трубки на фотосферном уровне в ведущем и ведомом пятнах.

При всплывании арочной магнитной структуры на фотосферный уровень её основания расходятся (рис. 2). Для наблюдателя в северном полушарии в ведущем пятне поле закручено против часовой стрелки, а в ведомом пятне по часовой стрелке. В южном полушарии картина симметрично противоположная (рис. 3). Данное обстоятельство допускает прямую проверку по наблюдательным данным [4].

Литература

- 1. Прист Э.Р. Солнечная магнитогидродинамика. М.: Мир. 1985. 592 с.
- 2. Куликовский А.Г., Любимов Г.А. Магнитная гидродинамика. М.: Физматгиз. 1962. 248 с.
- 3. Longcope D.W., Fisher G.H., Arendt S. The Evolution of Rising Magnetic Flux Tubes // Astrophys. J., 1996, V. 464. P. 999–1011.
- 4. Longcope D.W., Choudhuri A.R. The Orientional Relaxation of Bipolar Active Region // Solar Phys., 2002. V. 205. P. 63–92.

СЛУЖБА ГЕОЭФФЕКТИВНОСТИ СОБЫТИЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Сапралиев М.Е., Михаляев О.Н., Михаляев Б.Б.

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

SOLAR ACTIVE EVENT GEOEFFECTIVENCY SERVICE

Sapraliev M.E., Mikhalyaev O.N., Mikhalyaev B.B.

Kalmyk State University, Elista, Russia

This work attempts to develop an online service for specialists and amateurs interested in the problem of space weather forecasting. At the first stage, we consider one of the geoeffective factors - solar wind, for the calculation of which there are generally accepted models. The initial data are observations of the photospheric magnetic field, regularly carried out at the Kislovodsk astronomical station. The coronal field to the source surface is calculated in potential approximation using the PFSS procedure. The velocity field of the solar wind at the source surface is derived by WSA models. At the next stage, we plan to simulate the solar wind flow at a distance of up to 1 AU and evaluate its geoeffectiveness

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-261-264

Введение

Перспективным направлением развития службы солнечной и космической погоды является создание различных онлайн-ресурсов, предназначенных для демонстрации активных солнечных явлений в режиме реального времени. Примером такого отечественного ресурса является интерактивная трехмерная синоптическая карта «Observe the Sun» 1 созданная на основе данных наблюдений Кисловодской горной астрономической станции Главной астрономической обсерватории (ГАС ГАО) РАН. На этой странице вы найдете, в частности, информацию о пятнах, флоккулах и протуберанцах. Применительно к проблеме прогноза космической погоды естественно создать аналогичную карту, содержащую информацию о геоэффективных явлениях. Это непростая задача, поскольку уверенное предсказание таких активных явлений, как вспышки и выбросы корональной массы, до сих пор остается трудноразрешимой проблемой. Однако некоторые результаты здесь возможны, например, предсказание высокоскоростных потоков плазмы. Существует разработанный метод расчета поля скоростей солнечного ветра Wang-Sheeley-Arge (WSA), основанный на построении коронального магнитного поля. Нами предпринята попытка построения интерактивной карты² наблюдений фотосферного магнитного поля по данным ГАС ГАО. Они позволяют систематически оценивать геоэффективность высокоскоростных потоков солнечной плазмы в рамках существующих моделей. ГАС ГАО проводит исследования по регистрации

¹ https://observethesun.ru/

² https://sw.kalmsu.ru/Sun-Gazers/

выбросов корональной массы с помощью патрульного солнечного телескопа (СТОП). Эти наблюдения служат основой для расширения возможностей интерактивной карты.

Магнитное поле

Основными исходными данными являются распределения радиальной компоненты магнитной индукции (B_r) на фотосфере Солнца, представленные в виде FITS-файлов. Эти магнитограммы мы получаем с сайта³ ГАС ГАО. Кроме того, на сервер загружаются магнитограммы с обсерваторий группы Global Oscillation Network Group (GONG). Пример изображений, полученных из этих FITS-файлов, показан на рис. 1 и 2.



Рис. 1-2. Распределение В_г на фотосфере на 04.05.2024, СТОП (слева) и GONG (справа).

Общепринятым методом моделирования магнитных полей в солнечной и звездной атмосферах является модель потенциальной поверхности источника поля (PFSS) [1, 6]. Уравнения PFSS предполагают, что в интересующей нас области существует нулевой электрический ток, что приводит к уравнениям:

$$\nabla \cdot B = 0, \qquad \nabla \times B = 0. \tag{1}$$

Система уравнений (1) решается в сферической оболочке между поверхностью звезды и настраиваемым внешним радиусом, называемым «поверхностью источника». Граничные условия B_r задаются пользователем на внутренней границе и накладываются чисто радиальные условия поля на поверхности источника, что имитирует эффект убегающего звездного ветра. Pfsspy⁴ – это хорошо документированная библиотека с проверенной функциональностью для выполнения экстраполяции PFSS. Мы вычисляем модель PFSS и получаем поверхностный слой источника. Пример полученного изображения показан на рис. 3 и 4.

В работе [7] был введен параметр f_s , характеризующий расходимость силовых линий. При расчете этого параметра используются магнитные поля на поверхности источника B_s и на фотосферной поверхности B_P . В работе [3] был получен коэффициент корреляции 0.39 между скоростью вет-

³ https://solarstation.ru

⁴ https://github.com/dstansby/pfsspy/tree/main

ра и параметром расходимости f_s . Эти расчеты легли в основу широко используемого и цитируемого метода WSA [3, 2].



Рис. 3-4. Распределение В_г на поверхности источника на 04.05.2024, СТОП (слева) и GONG (справа).

В статье [4] использовалась следующая модель скорости:

 $V_{SW}(t) = (393.2 \pm 7.6) + (192.9 \pm 40.0)W_S + (3.94 \pm 0.35)|B_S|$ (2) - (0.019 \pm 0.004)|B_P|,

$$W_S = 6.25(B_S/B_P)^2.$$
 (3)

Используя эту модель, мы получаем изображения распределения скорости солнечного ветра на поверхности источника. Пример построенного изображения 5 и рис. 6.



Рис. 5-6. Распределение V_г на поверхности источника на 04.05.2024, СТОП (слева) и GONG (справа).

Интерактивная трехмерная карта

На лабораторном сайте реализована трехмерная модель коронального магнитного поля. С помощью модуля pfsspy строятся линии магнитного поля. Сиды для трассировки линий формируются с достаточно малым шагом. На концах открытых магнитных линий, лежащих на фотосфере, мы формируем набор точек. Это множество с помощью алгоритма Density Based Spatial Clustering of Applications with Noise (DBSCAN⁵) разбивается на отдельные кластеры, которые соответствуют корональным дырам. Мы находим такие параметры корональных дыр, как площадь, магнитный по-

⁵ https://scikit-learn.org/stable/modules/generated/sklearn.cluster.DBSCAN.html

ток, среднее значение и максимальную магнитную индукцию. Кроме того, из множества точек кластера выбирается медиана для определения центра корональной дыры. Ее координата вместе с датой образует уникальный идентификатор – Solar Object Locator (SOL). Рисунок, демонстрирующий полученную корональную дыру, приведен на рис. 7. Аналогичную визуализацию можно увидеть в статье [5]. Интерактивность модели заключается в возможности изменять угол обзора путем перетаскивания зажатой мышью, размер изображения – прокруткой колеса мыши. Сверху реализован календарь, в котором можно выбрать нужную дату. Кнопка «скрыть детали» убирает легенду для коронального отверстия, оставляя только уникальный идентификатор.



Рис. 7. Изображение корональной дыры с сайта SunGazers на 04.05.2024.

Исследование выполнено по госзаданию Минобрнауки РФ (№ 075-03-2024-113.

Литература

- 1. Altschuler M.D., Newkirk G. // Sol. Phys. 1969. V. 9(1). pp.131-149.
- 2. Arge C.N., Luhmann J.G., Odstrcil D., et al. // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. 2004. V. 66. pp. 1295–1309.
- 3. Arge, C.N., and Pizzo, V.J. // J. Geophys. Res. 2000. V. 105. pp. 10465-10479
- 4. Belov A.V., Obridko V.N., Shelting B.D. // Geomagn. Aeron. 2006. V. 46(4). P. 456
- 5. Berezin I., Tlatov A. // Universe. 2022. V. 8(12). a. 646.
- 6. Mackay D.H., and Yeates A.R. // Sol. Phys. 1999. V. 9. pp. 1-50.
- 7. Wang Y.M., Sheeley N.R., Jr. // ApJ. 1990. V. 355. pp. 726-732.

ПЕРСПЕКТИВНАЯ НАУЧНАЯ СТАНЦИЯ В ГОРНЫХ РАЙОНАХ АРКТИЧЕСКОЙ ЗОНЫ РФ

Сирук С.А., Александрин С.Ю., Лагойда И.А., Майоров А.Г., Юлбарисов Р.Ф. Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

PERSPECTIVE SCIENTIFIC STATION IN MOUNTAINOUS REGIONS OF RUSSIAN ARCTIC ZONE

Siruk S.A., Aleksandrin S.Yu., Lagoida I.A., Mayorov A.G., Yulbarisov R.F.

National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

The world-wide network of neutron monitors is a useful instrument to study cosmic rays variations and fluxes of solar energetic particles. Neutron monitor's ability to detect cosmic rays is determined by the thickness of the atmosphere above it and geomagnetic cutoff rigidity in the detector's location. This means that high-altitude polar neutron monitors are the most sensitive to low-energy cosmic rays and therefore are able to detect not only ground level enhancements, but also solar proton events with lower flux and energy, known as sub-GLE. On the other hand, solar activity influence on the Earth's atmosphere, as well as exposure of satellites and aircrew, are the most significant in polar and sub-polar areas, and new cosmic ray observatories in those regions would help to monitor ecological effects caused by cosmic radiation. Presently there are only two high-altitude polar neutron monitors fully capable of sub-GLE detection, and both of them are located in Antarctica. If we talk about Russian Arctica, there are several locations where conditions for cosmic ray observations are similar to that on the Antarctic Plateau. In this paper we consider three of those places: Mount Payer, Mount Iskhodnaya and Orulgan Range, and calculate physical characteristics describing cosmic rays observation conditions in these locations.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-265-268

1. Введение

События, известные как ground-level enhancements (GLEs), давно представляют интерес для ученых. Наиболее часто используемыми для их наблюдения инструментами являются нейтронные мониторы (HM). В случае изотропного потока космических лучей (КЛ) географическое положение монитора может быть охарактеризовано двумя величинами: толщиной атмосферы над детектором [1] и эффективной вертикальной жесткостью геомагнитного обрезания (ЖГО) в месте его расположения [2]. Эти параметры определяют особенности восприятия детектором потока КЛ – например, пороговую энергии регистрируемых им частиц.

В результате ряда экспериментов, известных как широтные обзоры [3], было установлено, что, в то время как на низких и средних широтах минимальная энергия регистрируемых КЛ определяется ЖГО, в приполяр-

ных районах решающую роль играет атмосфера. В результате наряду с ЖГО была введена величина, называемая энергией атмосферного обрезания, принимающая на уровне моря значения порядка 430 МэВ [4]. Таким образом, НМ, расположенные одновременно в приполярной области и на большой высоте, оказываются наиболее чувствительны к потокам КЛ. В свою очередь, солнечные протонные события, регистрируемые такими НМ, но не дающие значимого вклада в темп счетах всех остальных детекторов, выделяются в отдельный класс – sub-GLE [5].

Регистрация sub-GLE имеет как фундаментальное, так и прикладное значение. В настоящее время существует только два (расположенных в Антарктиде) НМ, способных «видеть» sub-GLE, что делает изучение таких событий сложной задачей [6]. На территории России есть места, где условия для наблюдения КЛ схожи с таковыми на антарктическом ледяном щите. Строительство новой обсерватории в одном из таких районов позволит повысить чувствительность сети НМ к изменениям потока КЛ, а также изучать и отслеживать влияние космической радиации на состояние атмосферы, экипажи самолетов и космические аппараты над территорией арктической зоны РФ [7].

2. Предлагаемые станции

Чтобы иметь повышенную чувствительность к изменениям потока КЛ, НМ должен а) располагаться на высоте не менее 1000 м над уровнем моря и б) находиться в месте, где величина ЖГО не превосходит 1 ГВ. В России имеется несколько подходящих географических мест, однако большая часть из них может быть отброшена по тем или иным причинам. В результате отобраны 3 локации, их характеристики приведены в таблице.

Наиболее доступным с точки зрения строительства и поддержания работы станции вариантом является гора Пайер (PAYR), высочайший пик Полярного Урала. Неподалеку от нее находятся поселок Харп и город Салехард, где располагаются железнодорожная станция и аэропорт соответственно. Недостатком локации является относительно маленькая высота над уровнем моря. Вторым кандидатом является гора Исходная (IKNY), высочайшая точка Чукотки. Несмотря на слабую заселенность региона, недалеко от вершины располагается действующая географическая обсерватория Мыс Шмидта, что может облегчить поддержку потенциальной станции. Наиболее перспективным, но в то же время труднореализуемым вариантом является высшая точка хребта Орулган (ORGN), расположенного в Якутии. При отсутствии дорог и высоте над уровнем моря, приближающейся к таковой для Антарктического Плато, данный регион является крайне труднодоступным.

Помимо описанных локаций, в таблице представлены характеристики и других станций, отличающихся повышенной чувствительностью к КЛ. В рамках данной работы стоит отметить, что HM SOPO/SOPB и DOMC/DOMB являются действующими детекторами, способными регистрировать sub-GLE; HM VSTK проводил измерения в прошлом, но ныне не функционирует [8]; идея HM SUMT была предложена другой группой исследователей [7], но на данный момент неясно, будет ли данный проект реализован; HM SNAE является действующим, но в силу не слишком большой высоты над уровнем моря не способен регистрировать sub-GLE в полной мере.

Имя	Широта,	Долгота,	Высота, м.	<i>h</i> , г/см2	Ес, МэВ	<i>Rc</i> , ГВ
	град.	град.				
PAYR	66.72	64.38	1472	851	366	0.51
IKNY	67.82	178.28	1887	803	352	0.49
ORGN	67.58	128.13	2409	750	337	0.56
SOPO	-90	0	2820	698	323	0.36
DOMC	-75.06	123.20	3233	660	314	0.19
VSTK	-78.47	106.87	3488	636	308	0.21
SUMT	72.34	-38.27	3126	679	318	0.31
SNAE	-71.67	-2.85	856	910	385	0.47

Таблиц	a.
--------	----

Для всех НМ были вычислены параметры, характеризующие их способность регистрировать КЛ: энергия атмосферного обрезания *Ec*, жесткость геомагнитного обрезания *Rc* и асимптотические направления приема [9], необходимые при изучении анизотропных событий. Расчет характеристик, связанных с геомагнитным полем, осуществлялся в инструменте ИЗМИРАН (https://tools.izmiran.ru/cutoff), а используемая методика вычисления *Ec* аналогична описанной в работе [10].



Рисунок.

Результаты расчетов представлены на рисунке. На левой панели изображена зависимость энергии обрезания от толщины атмосферы, на которую нанесены станции, обсуждаемые в данной работе. Шестиконечными звездами обозначены нечувствительные к sub-GLE HM, расположенные вблизи уровня моря. Можно видеть, что потенциальные новые станции по своим характеристикам располагаются посредине между HM SNAE и SOPO. На правой панели представлены асимптотические направления приема HM, обозначения которых аналогичны таковым на левой панели. С установкой новых детекторов, к существующей паре HM SOPO+DOMC добавляются такие варианты регистрации sub-GLE, как PAYR+SNAE, IKNY+SOPO, ORGN+SNAE и ORGN+SOPO.

3. Заключение

В работе представлена идея строительства в арктической зоне РФ новой станции для регистрации КЛ и контроля состояния окружающей среды, приведены результаты расчета характеристик подобного комплекса и его сравнения с уже существующими обсерваториями.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проект "Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей", № FSWU-2023-0068).

Литература

- 1. Mishev et al. // Journal of Geophysical Research (Space Physics), 2020, 125.2, e27433.
- 2. Gerontidou M. et al. // Advances in Space Research, 2021, 67.7, 2231.
- 3. Nuntiyakul W. et al. // The Astrophysical Journal, 2014, 795.1, 11.
- 4. Dorman. // Cosmic Rays in the Earth's Atmosphere and Underground. 2004. Springer Netherlands.
- 5. Poluianov et al. // Solar Physics, 2017, 292.11, 176.
- 6. *Mishev et al.* // Journal of Space Weather and Space Climate, 2017, 7, A28.
- 7. Mishev et al. // Journal of Space Weather and Space Climate, 2020, 10, 17.
- 8. Poluianov et al. // Solar Physics, 2024, 299.2, 6.
- 9. Rao et al. // Journal of Geophysical Research, 1963, 68.2, 345.
- 10. Poluianov et al. // Advances in Space Research, 2022, 70.9, 2610.

РАСЧЕТ ЭФФЕКТИВНЫХ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОННЫХ МОНИТОРОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА AMS-02

Сирук С.А., Майоров А.Г., Юлбарисов Р.Ф.

Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Москва, Россия

NEUTRON MONITORS' EFFECTIVE ENEGRY CALCULATION USING AMS-02 DATA

Siruk S.A., Mayorov A.G., Yulbarisov R.F.

National Research Nuclear University MEPhI, Moscow, Russia

Flux of galactic cosmic rays in the heliosphere changes over time due to solar modulation processes. There are multiple instruments to observe those variations, and the worldwide network of neutron monitors is the most common one. Since neutron monitors are energy integrating detectors, it is usual to describe them using the effective energy concept. In this study we define the effective energy of a neutron monitor as such galactic protons energy that their flux remains directly proportional to the NM count rate during the entire solar activity cycle. The paper presents the results of analysis of AMS-02 and neutron monitors data obtained in 2011–2019. We established experimental values of effective energy and found that it lies between 7 GeV for high-altitude polar neutron monitors and 50 GeV for detectors located in equatorial regions. Additionally, we estimated effective energy values for neutron monitors, located in regions with different atmospheric depths and geomagnetic cutoffs. These calculations were performed using force field model of solar modulation, recent results of atmospheric cascades modeling and modern data about galactic proton and helium spectra as well as heavier elements abundance. Our results show that modeled values of effective energy don't agree with experimental ones. This might be due to excessive simplicity of force field approximation or imperfection of the neutron monitor yield function.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-269-272

1. Введение

Проходя через гелиосферу, потоки галактических космических лучей (ГКЛ) подвергаются солнечной модуляции, что проявляется в виде вариаций их потока на разных временных масштабах. Основным инструментом для наблюдения модуляции ГКЛ является всемирная сеть нейтронных мониторов (НМ). Поскольку НМ являются интегральными детекторами, их удобно описывать, задействуя концепцию эффективной энергии (ЭЭ) прибора. В рамках данной работы ЭЭ НМ определяется как энергия протонов ГКЛ, при которой их поток остается строго пропорционален темпу счета НМ на протяжении всего солнечного цикла.

Величина ЭЭ НМ зависит от географического положения детектора. В случае изотропного потока космических лучей оно характеризуется двумя параметрами: глубиной атмосферы над прибором [1] и жесткостью геомагнитного обрезания в месте его расположения [2]. Зная значения ЭЭ

каждого HM сети, можно использовать ее как единый спектрометр, измеряющий высокоэнергетическую часть спектра ГКЛ.

2. Экспериментальные значения ЭЭ НМ

Для определения ЭЭ данные HM и AMS-02 о потоке ГКЛ нормируются на среднее за рассматриваемый промежуток времени значение, после чего полученные временные ряды сравниваются между собой. Основная идея методики сравнения представлена на левой панели рисунка. Для каждого из рассматриваемых HM и каждого энергетического бина AMS-02 строится диаграмма рассеяния, через которую проводится прямая. Градиент цвета на диаграмме отражает ход времени: наиболее темные точки соответствуют данным за 2011 год, тогда как наиболее светлые – за 2019. Вычисляется коэффициент корреляции временных рядов, по которому осуществляется отбор, после чего по отобранным для данного HM бинам путем интерполяции определяется значение энергии, при котором коэффициент пропорциональности между рядами равен единице. Погрешность значения ЭЭ определяется погрешностями восстановления коэффициентов пропорциональности и зачастую оказывается мала.





Описанная процедура была применена к 27 HM, 11 из которых являются российскими, работавшим на больше части отрезка времени с 2011 по 2019 год: BRBG, TERA, MRNY, SOPO, THUL, TXBY, APTY, SNAE, OULU, KERG, YKTK, MGDN, MOCW, NVBK, IRK2, IRK3, LMKS, JUNG, BKSN, AATB, CALM, NANM, MXCO, ATHS, TSMB, DJON, PSNM. Темпы счета HM взяты из баз данных NMDB (https://www.nmdb.eu/nest/) и ИЗМИРАН (http://cr0.izmiran.ru/common/links.htm), данные AMS-02 – с сайта эксперимента (https://ams02.space/publications/202105).

Результаты расчетов представлены на правой панели рисунка. Значения жесткости обрезания *Rc* взяты из работы [1]. В зависимости от глубины атмосферы в месте их расположения, НМ были распределены на 4 группы, обозначенные разными символами. Можно заключать, что значения ЭЭ НМ лежат в широком диапазоне, меняясь от 7 ГэВ для полярного НМ SOPO до почти 50 ГэВ для экваториального PSNM.

3. Предсказания теории

Значения ЭЭ НМ могут быть не только определены экспериментально, но и вычислены теоретически. Для этого была задействована методика, представленная в работе [3] и основанная на описании долговременных проявлений солнечной модуляции в рамках модели силового поля [4]. По сравнению с [3], в настоящей работе используется функция отклика HM, представленная в работе [1], которая позволяет производить вычисления для разных значений высоты на уровне моря. Еще одним отличием является использование более современных данных о химическом составе ГКЛ и их энергетическом спектре. На основе измерений в экспериментах Voyager 1 [5] и AMS-02 [6, 7] были построены параметризации локальных межзвездных спектров протонов и ядер гелия, записываемые в следующей форме:

$$J_{LIS}(E) = \frac{J_0}{\beta^2} E^{\gamma_1} (E^{\gamma_2} + a)^{\gamma_3} \left(1 + \left(\frac{E}{E_0}\right)^{\frac{\Delta \gamma}{S}} \right)^S , \qquad (1)$$

где поток выражен в 1/[м2 ср с ГэВ/нуклон], Е – кинетическая энергия в [ГэВ/нуклон], β – отношение скорости частицы к скорости света. Полученные значения параметров представлены в таблице.

	J_0	а	γ_1	γ_2	γ_3	Δγ	E_0	S
р	2.87e+4	0.82	1.03	0.94	-4.19	0.24	250	0.098
He	1.11e+3	0.58	1.19	0.92	-4.30	0.17	158	0.045

Таблица.

Способ учета вклада в темп счета НМ более тяжелых элементов аналогичен таковому в работе [8], во внимание приняты ядра вплоть до Ni. Для элементов, чьи потоки были измерены AMS-02, информация об их распространенности взята из результатов этого эксперимента. Данные по оставшимся ядрам получены из работ [9, 10].

Результаты расчетов изображены в виде линий на правой панели рисунка. Характер возрастания ЭЭ НМ с ростом жесткости геомагнитного обрезания и толщины атмосферы качественно согласуется с результатами прямых измерений, однако смоделированные и экспериментальные значения не совпадают между собой. Объяснений такому результату может быть два: либо ошибка кроется в используемой функции отклика HM, либо модель силового поля, в силу заложенных в нее предположений, оказывается слишком грубой даже для описания долговременной солнечной модуляции.

4. Заключение

В работе представлены результаты расчета эффективной энергии нейтронных мониторов. Продемонстрировано, что в зависимости от географического положения детектора значение его ЭЭ может лежать в пределах от 7 до 50 ГэВ. Показано, что экспериментальные значения ЭЭ НМ лишь качественно согласуются с предсказаниями, основанными на смоделированной функции отклика НМ и описании солнечной модуляции в рамках модели силового поля.

Авторы выражают благодарность коллективам экспериментальных установок, чьи измерения были использованы в рамках данного исследования.

Работа выполнена при поддержке Министерства науки и высшего образования РФ (государственное задание, проект "Фундаментальные и прикладные исследования космических лучей", № FSWU-2023-0068).

Литература

- 1. Mishev et al. // Journal of Geophysical Research (Space Physics), 2020, 125.2, e27433.
- 2. Gerontidou M. et al. // Advances in Space Research, 2021, 67.7, 2231.
- 3. Asvestari et al. // Journal of Geophysical Research (Space Physics), 2017, 122.10, 9790.
- 4. Gleeson et al. // The Astrophysical Journal, 1968, 154, 1011.
- 5. Stone et al. // Science, 2013, 341.6142, 150.
- 6. Aguilar et al. // Physical Review Letters, 2015, 114.17, 171103.
- 7. Aguilar et al. // Physical Review Letters, 2015, 115.21, 211101.
- 8. Koldobskiy et al. // Journal of Geophysical Research (Space Physics), 2019, 124.4, 2367.

9. Israel et al. // The Astrophysical Journal, 2018, 865.1, 69.

10. Boschini et al. // The Astrophysical Journal Supplement Series, 2020, 250.2, 27.

ДИАГНОСТИКА ДИНАМИКИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК НА ОСНОВЕ ДАННЫХ СИБИРСКОГО РАДИОГЕЛИОГРАФА

Смирнов Д.А., Мельников В.Ф.

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

DIAGNOSTICS OF MAGNETIC FIELD DYNAMICS IN SOLAR FLARES BASED ON DATA FROM THE SIBERIAN RADIOHELIOGRAPH

Smirnov D.A., Melnikov V.F.

Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

The paper presents the results of the analysis of images and the frequency spectrum of radiation in the maximum brightness of radio sources during the flares recorded on January 20, 2022 and July 16, 2023 by the Siberian Radioheliograph in the ranges 3-6 GHz and 6-12 GHz. It was found that at the growth phase of the main radiation peaks, the magnetic field decreases, and at the decline phase, on the contrary, it increases.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-273-276

Введение

Развитие методов радиодиагностики солнечных вспышек стало чрезвычайно актуальной темой в последнее время. Особенно важной является возможность получения с помощью этих методов информации о корональном магнитном поле и электронах умеренно релятивистских энергий, что недостижимо в других областях электромагнитного спектра. Задача измерения динамики магнитного поля в корональных радиоисточниках, в частности, скорости изменения его напряженности, имеет отношение к скорости диссипации свободной магнитной энергии во время вспышки, а следовательно, к механизму энерговыделения и ускорения частиц во вспышках.

Для решения этой задачи используется метод определения параметров плазмы вспышечных петель, основанный на развитой теории гиросинхротронного (ГС) излучения [1] и создании быстрых компьютерных кодов [2]. Этот метод радиодиагностики позволяет фитировать расчетные и наблюдаемые спектры излучения и, таким образом, получать данные о напряженности и ориентации магнитного поля, плотности плазмы и параметрах потоков энергичных электронов в радиоисточнике. Применение подобного метода к солнечной вспышке 10.09.2017, зарегистрированной на интерферометре-спектрометре EOVSA [3, 4], выявило неожиданно большую скорость уменьшения магнитного поля в области наиболее яркого микроволнового источника излучения. Это позволило авторам сделать заключение о

высокой скорости диссипации магнитной энергии, способной привести к возникновению супердрайсеровского электрического поля и к очень эффективному нагреву плазмы и ускорению частиц. К сожалению, такого рода радиодиагностика проведена для слишком малого числа вспышек. Необходимы новые наблюдения и соответствующая диагностика других вспышек.

Целью данной работы является микроволновая диагностика вспышечной плазмы методом фитирования по данным Сибирского радиогелиографа.

Данные наблюдений и методы анализа

Для проведения радиодиагностики было отобрано два вспышечных события, наблюдавшихся на СРГ. Это вспышечное событие 20 января 2022 г., произошедшее на северо-западной части солнечного лимба, имевшее GOES класс М5.5 (источник – NOAA №12929), и вспышечное событие 16 июля 2023 г., произошедшее на северо-восточной части солнечного диска, имевшее GOES класс М1.1 (источник – NOAA №13372).

Разработанный алгоритм проведения радиодиагностики заключается в подгонке рассчитываемых с помощью FastGS Codes [2] значений интенсивностей ГС-излучения к наблюдаемым значениям на наборе частот, на которых имеются данные наблюдений. Математически процесс можно описать как минимизацию функционала, записываемого следующим образом:

$$K = \sum_{i=1}^{n} \left| \left(I_{L}^{i}(x_{1}, x_{2}, \dots, x_{n}) + I_{R}^{i}(x_{1}, x_{2}, \dots, x_{n})j \right) - \left(I_{L_{obs}}^{i} + I_{R_{obs}}^{i}j \right) \right|, \quad (1)$$

где I_L и I_R – интенсивности левополяризованного и правополяризованного теоретически рассчитываемого излучения; $I_{L_{obs}}$ и $I_{R_{obs}}$ – интенсивности левополяризованного и правополяризованного наблюдаемого в источнике излучения; $x_1, x_2, ..., x_n$ – значения параметров среды внутри радиоисточника. Подробно методы минимизации данного функционала в многомерном пространстве параметров описаны в работе [5].

Результаты анализа

Из рис. 1 можно видеть, что в первые минуты вспышки 20 января 2022 г. на фазе роста плотности потока радиоизлучения наблюдается ослабление магнитного поля с ~990 до ~360 Гс. Это соответствует скорости уменьшения поля $\Delta B / \Delta t = -11$ Гс/с. Затем после прохождения первого пика 05:56:30 UTC, поле начинает расти. В минимуме между 2-м и 3-м пиками (05:58:00 UTC) поле достигает локального максимума 580 Гс и начинает ослабевать со скоростью $\Delta B / \Delta t = -7$ Гс/с. В максимуме всплеска (3-й пик, 05:58:45 UTC) поле наименьшее (B = 280 Гс) и после его прохождения опять начинает расти со скоростью $\Delta B / \Delta t = 3.6$ Гс/с в

течение 3 мин, достигая в конце ~1020 Гс. Таким образом, в каждом пике всплеска поле уменьшается, а на фазе спада интенсивности пика растет, причем скорость этих изменений варьируется от единиц до десяти Гс/с.



Рис. 1. Изменение магнитного поля в ходе вспышечного процесса 20 января 2022 г.



Рис. 2. Изменение магнитного поля в ходе вспышечного процесса 16 июля 2023 г.

В целом характер изменения магнитного поля для вспышки 16 июля 2023 года (рис. 2) похож на динамику поля в радиоисточнике вспышки 20.01.2022. По крайней мере, это проявляется для двух наиболее интенсивных пиков излучения. Для первого пика (08:24:08 UTC) на фазе роста поле слегка уменьшается от 84 до 78 Гс, а на фазе спада увеличивается. Наиболее заметно это уменьшение поля на фазе роста проявилось для второго пика (08:24:39–08:24:46 UTC): поле сначала уменьшается от 84 до 51 Гс, а

затем увеличивается до 83 Гс. На фазе спада третьего пика (08:25:41 UTC) поле быстро увеличивается и достигает 147 Гс. В общем, после главного пика вспышки поле выросло в три раза, а средняя скорость его изменения составила $\Delta B / \Delta t = 1.2$ Гс/с.

Таким образом, для обеих вспышек имеют место значительные изменения магнитного поля в области максимальной яркости радиоисточника. На фазе роста основных пиков излучения магнитное поле уменьшается, а на фазе спада, наоборот, увеличивается. Мы считаем, что возможны, по крайней мере, две причины таких изменений.

Первая заключается в том, что обнаруженные изменения являются реальными изменениями поля в некотором локальном фиксированном объеме области вспышки. Высокая скорость изменения поля, согласно закону Фарадея, должна приводить к генерации очень сильного электрического поля, и соответственно к мощному ускорению частиц и разогреву плазмы вне зависимости от того, уменьшается поле или увеличивается.

Вторая возможная причина заключается в том, что имеет место не-которое неразрешенное радиогелиографом перемещение центра яркости радиоисточника из области с более сильным магнитным полем в область с более слабым и наоборот.

Такое перемещение центра яркости может быть связано с двумя или больше нестационарными источниками излучения в пределах диаграммы направленности радиогелиографа. Если яркость этих источников изменяется во времени несинхронно, возникающее при этом перераспределение радиояркости между радиоисточниками с отличающимся по величине магнитным полем может восприниматься как изменяющееся во времени магнитное поле в одиночном источнике.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00308.

Литература

- 1. Fleishman G.D., Melnikov V.F. Gyrosynchrotron emission from anisotropic electron distribution // Astrophys. J. 2003. Vol. 587. no. 2. P. 823–835.
- 2. Fleishman G.D., Kuznetsov A.A. Fast gyrosynchrotron codes // Astrophys. J. 2010. Vol. 721, no. 2. P. 1127–1141.
- 3. *Fleishman G.D., Gary D.E., Chen B., et al.* Decay of the coronal magnetic field can release sufficient energy to power a solar flare // Science. 2020. Vol. 367, no. 6475. P. 278–280.
- 4. *Fleishman G.D., Nita G.M., Chen B., et al.* Solar flare accelerates nearly all electrons in a large coronal volume // Nature. 2022. Vol. 606. P. 674–677.
- 5. *Смирнов Д.А., Мельников В.Ф.* Микроволновая диагностика вспышечной плазмы методом фитирования по данным Сибирского радиогелиографа // Солнечно-земная физика. 2024. Т. 10, № 3. С. 27–39.

РАДИОДИАГНОСТИКА ВСПЫШЕК НА ОСНОВЕ ЧАСТОТНОГО СПЕКТРА В ОГРАНИЧЕННОМ ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ

Смирнов Д.А., Мельников В.Ф.

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

RADIO DIAGNOSTICS OF FLARES BASED ON FREQUENCY SPECTRUM IN A LIMITED RANGE OF FREQUENCIES

Smirnov D.A., Melnikov V.F.

Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia

This paper analyzes the results of microwave diagnostics of two model radio sources with different preset parameters. The aim of the study is to determine the accuracy of the reconstruction of plasma and accelerated particle parameters using different sections of the frequency spectrum. We apply the forward fitting method for the reconstruction.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-277-280

Введение

Наблюдения Солнца на Сибирском радиогелиографе и других инструментах не всегда перекрывают весь частотный диапазон вокруг частоты спектрального максимума f_{peak} от низких ($f < f_{peak}$) до высоких частот ($f > f_{peak}$). В ряде случаев он ограничен некоторым, относительно узким, участком.

Встает вопрос о том, насколько точно можно провести радиодиагностику и восстановить параметры магнитного поля, плазмы и энергичных электронов внутри радиоисточника при использовании данных в ограниченном частотном диапазоне.

Методы решения

Для проверки возможности восстановления параметров магнитного поля, плазмы и энергичных электронов внутри радиоисточника на основе данных о частотном спектре в ограниченном диапазоне частот был проведен анализ двух модельных радиоисточников с разными заданными параметрами (табл. 1) для следующих характерных случаев (рисунок).

№ модели	T_0, K	n_0, CM^{-3}	<i>B</i> , Гс	θ, град	$n_{\rm b}, {\rm cm}^{-3}$	Ebreak, МэВ	δ_1	δ2
Модель № 1	1e7	1e10	350	85	8e6	0.3	4	8
Модель № 2		5e10	200	65		0.5	3	5

Таблица 1. Параметры модельных радиоисточников

В первом случае восстановление велось на основе данных только в диапазоне спектра до f_{peak} (участок 1). Обычно в этом диапазоне доминирует самопоглощение или эффект Разина. Во втором случае диапазон включает также область в окрестности f_{peak} , где источник уже частично

оптически тонкий (участки 1, 2). В третьем случае рассматривается диапазон, включающий область вблизи f_{peak} и область спектра, где источник оптически тонкий (участки 2, 3). В четвертом – только диапазон $f > f_{peak}$ (участок 3). В пятом — все диапазоны (участки 1, 2, 3).



Рисунок.

При проведении восстановления по модельным источникам считалось, что радиогелиограф имеет достаточно высокое угловое разрешение; радиоисточник разрешается на всех частотах и в пределах диаграммы направленности он однороден по всем своим параметрам (напряженность и ориентация магнитного поля, плотность плазмы, энергетический спектр нетепловых электронов, и т. д.).

Были выбраны следующие условия. Распределение энергичных электронов по питч-углу изотропное. Энергетический спектр электронов задавался с изломом на энергии E_{break} , т. е. состоял из двух частей $(E < E_{break}, E > E_{break})$, где как высокоэнергичная, так и низкоэнергичная части описывались степенными законами с разными показателями спектра δ_1 и δ_2 .

Отличие второй модели от первой состоит, прежде всего, в значительном увеличении отношения электронной концентрации плазмы n_0 к напряженности магнитного поля B (в 8.75 раз). Это сделано для того, чтобы усилить эффекта Разина и оценить его роль при проведении диагностики.

Для каждой из двух моделей проведен расчет интенсивностей излучения в правой и левой поляризации на различных частотах. Значения этих интенсивностей были приняты за наблюдаемые. Затем, согласно процедуре подгонки (фитирования) теоретически рассчитанных и наблюдаемых значений, описанной в работе [1], эти наблюдаемые значения были использованы для восстановления заданных семи параметров среды и энергичных электронов внутри модельных радиоисточников, исходя из предположения, что их значения неизвестны. Ниже представлены таблицы с относительными отклонениями восстановленных величин от заданных для каждой из двух моделей радиоисточников. Отклонения рассчитывались по формуле

$$\delta = \frac{A_d - A}{A} \cdot 100\%,\tag{1}$$

где A_d – восстановленный параметр; A – модельный параметр.

Использованные участки спектра	n_0	В	θ	n _b	Ebreak	δ_1	δ_2
1 (3-8.3 ГГц)	41.%	0.2%	3.2%	0.2%	64.9%	0.01%	47.4%
1, 2 (3–13.8 ГГц)	2.6%	0.07%	0.1%	0.04%	4.3%	0.1%	17.2%
2, 3 (8.8–23 ГГц)	267%	55.2%	32.3%	64%	233%	13%	325%
3 (14.7–23 ГГц)	937%	17.8%	5.3%	238%	35.8%	15.4%	75.6%
1, 2, 3 (3–23 ГГц)	0.7%	0.1%	0.09%	0.4%	2.0%	0.03%	3.9%

Таблица 2. Относительные отклонения восстановленных величин от заданных для модели № 1

Таблица 3. Относительные отклонения восстановленных величин от заданных для модели № 2

Использованные	no	R	θ	<i>1</i> /1	F_{1} ,	δι	δα
участки спектра	n_0	D	U	nb	Dbreak	01	02
1 (3-5.7 ГГц)	32.5%	5.5%	10.0%	3.5%	144%	1.8%	432%
1, 2 (3-8.3 ГГц)	0.7%	0.8%	1.2%	5.7%	65.5%	1.1%	904%
2, 3 (5.7–23 ГГц)	31.6%	47.9%	22.8%	1100%	22.5%	43.9%	431%
3 (13.8–23 ГГц)	34.8%	34.3%	14.0%	2000%	233%	41.9%	194%
1, 2, 3 (3–23 ГГц)	6.2%	3.8%	1.3%	13.3%	4.8%	3.1%	1.3%

Результаты

Из табл. 2 и 3 видно, что для случая, когда задействованы все участки спектра 1–3, погрешность оказалась очень низкой, не превышающей нескольких процентов для всех семи восстанавливаемых параметров. Этот результат вполне ожидаем, так как при восстановлении параметров в системе уравнений одновременно использовались выражения для интенсивности на частотах $f < f_{peak}$ и $f > f_{peak}$, на которых эта характеристика излучения совершенно по-разному зависит от параметров радиоисточника. Уравнения в этих двух диапазонах оказываются независимыми. Именно это и обеспечивает низкую погрешность восстановления параметров. Для иллюстрации этого факта независимости рассмотрим упрощенные выражения [2] для интенсивности излучения на частотах, где источник оптически толстый и оптически тонкий соответственно. На частотах $f > f_{peak}$ плотность потока излучения $F_{\rm f}$ пропорциональна выражению

 $F_f \propto N(E > E_0)B(\sin\theta)^{-0.43+0.65\delta} \times (f/f_b)^{1.22-0.90\delta}LS_s,$ (2) где $f_b = eB/(2\pi mc)$ – гирочастота; е и m – заряд и масса электрона; L и S_s – глубина и площадь источника. Очевидна сильная прямая зависимость F_f от магнитного поля ($F_f \propto B^{0.9\delta-0.22}$) и от угла зрения для любых разумных значений δ .

На частотах $f < f_{peak}$ зависимость от B и θ совершенно другая:

$$F_f \propto (\sin\theta)^{-0.36 - 0.06\delta} f^2 (f/f_b)^{0.50 + 0.085\delta} S_s, \tag{3}$$

т.е. она становится обратной. Для зависимости от магнитного поля получаем $F_f \propto B^{-0.5-0.085\delta}$.

Как следует из табл. 2, 3, погрешность восстановления параметров источника для некоторых модельных параметров – магнитного поля B, угла зрения θ , показателя спектра электронов δ_1 – в случаях, когда при восстановлении задействованы не все участки спектра, возрастает, но все еще оказывается вполне приемлемой для всех рассмотренных случаев и моделей. В частности, в случае восстановления параметров по растущей части спектра (диапазон 1) погрешность не превышает 3.2% для первой модели и 10% для второй модели. Это является, на наш взгляд, хорошим результатом, демонстрирующим потенциал проведения диагностики даже без оптически тонкой части спектра, что часто происходит на практике, когда частота спектрального максимума f_{peak} не входит в диапазон наблюдений. Ожидаемо уменьшается погрешность для случая использования диапазона 1–2, так как на верхней границе диапазона источник становится частично оптически тонким и при восстановлении параметров реализуется возможность использовать независимые уравнения.

С другой стороны, для диапазонов 2–3 и 3 погрешность восстановления параметров B, θ и δ_1 существенно возрастает (до ~30–50%). Причина, по-видимому, заключается в высокой степени зависимости друг от друга уравнений на разных частотах, на которых источник является оптически тонким. Особенно это проявляется при восстановлении параметров $n_b(E>0.1 \text{ M}3B)$, E_{break} и δ_2 . Обращает на себя внимание высокая погрешность определения плотности плазмы в первой модели по сравнению со второй. Причина в том, что в первой модели интенсивность излучения практически не зависит от плотности плазмы в большей части спектра изза слабого, по сравнению со второй моделью, влияния эффекта Разина.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 22-12-00308.

Литература

- 1. Смирнов Д.А., Мельников В.Ф. Микроволновая диагностика вспышечной плазмы методом фитирования по данным Сибирского радиогелиографа // Солнечно-земная физика. 2024. Т. 10, № 3. С. 27–39.
- 2. *Dulk G.* Radio emission from the Sun and stars // Ann. Rev. Astron. Astrophys. 1985. Vol. 23. P. 169–224.

ОСОБЕННОСТИ СУБТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШКИ SOL20130416T07:30 КЛАССА С

Смирнова В.В.¹, Цап Ю.Т.¹, Моторина Г.Г.^{2,3}, Моргачев А.С.² ¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

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

SUBTERAHERTZ RADIATION FROM THE SOL20130416T07:30 C-CLASS SOLAR FLARE

Smirnova V.V.¹, Tsap Yu.T.¹, Motorina G.G.^{2,3}, Morgachev A.S.² ¹Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Russia

¹Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Russia ²Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia ³Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Solar subterahertz (sub-THz) events characterized by a positive slope of the radio flux density spectrum are usually associated with M and X class solar flares according to the GOES classification. In weaker B and C class flares, the sub-THz radiation was observed extremely rare, and properties of the emission source plasma parameters have not yet been studied in detail.

The analysis of sub-THz radiation at different phases of the SOL20130416T07:30 C-class solar flare is presented based on the Bauman Moscow State Technical University Radio Telescope RT-7.5, at frequencies of 93 and 140 GHz. The relationship between sub-THz, X-ray and EUV emission are analyzed. It is shown that the coronal plasma makes a significant contribution to the sub-THz emission at the pre-impulsive and post-impulsive phases of the flare, while at the impulsive phase the sub-THz radiation is determined by the chromosphere.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-281-284

Введение

Ранее по данным наблюдений на РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана, на частотах 93 и 140 ГГц и космическом аппарате SDO, на инструменте AIA (AIA/SDO) в крайнем ультрафиолетовом излучении (КУФ), нами было показано, что для большинства вспышечных событий М и X рентгеновских классов тепловое тормозное (free-free emission) субтерагерцовое (суб-ТГц) радиоизлучение формируется в хромосфере [1]. Для вспышки 04.05.2022 г. рентгеновского класса М5.7 мы также установили, что существенный вклад в суб-ТГц компоненту могут вносить «холодные» корональные петли ($T < 10^5$ K) [2]. В свою очередь, согласно наблюдениям на радиоинтерферометре ALMA (94 и 230 ГГц) и AIA/SDO, для событий класса В на постимпульсной фазе вспышки, были получены указания об определяющем вкладе "горячих" (10^5-10^6 K) КУФ-петель в суб-ТГц радиоизлучение [3]. Следовательно, можно ожидать, что вклад корональной тепловой плазмы в суб-ТГц компоненту для слабых вспышечных событий должен существенно возрасти. В связи с этим возникает необходимость проведения детальных исследований особенностей суб-ТГц, КУФ и рентгеновского излучения микровспышек.

Целью данной работы является исследование связи источников суб-ТГц излучения с корональной плазмой на разных фазах вспышечного энерговыделения, на примере события SOL20130416T07:30 рентгеновско-го класса С.

Методика и анализ данных

Вспышка SOL20130416T07:30 рентгеновского класса С1.3 наблюдалась на радиотелескопе РТ-7.5 МГТУ им. Н.Э. Баумана [4] на частотах 93 и 140 ГГц, а также на космическом аппарате SDO в линиях КУФ. В предимпульсной фазе вспышки поток суб-ТГц излучения составлял ~ 1.8 ± 0.2 с.е.п. (93 ГГц) и 2.2 ± 0.4 с.е.п. (140 ГГц). На рис. 1 слева представлены временные профили вспышки мягкого рентгеновского излучения и температуры по наблюдениям на спутнике GOES, мягкого и жесткого рентгеновского излучения по данным спутника RHESSI, а также профили на частотах 93 и 140 ГГц. Видно, что, в отличие от мягкого рентгеновского излучения, суб-ТГц временной профиль не имеет выраженного пика, а максимум потока на 140 ГГц отстает от пика мягкого рентгеновского излучения на 5 мин. Справа представлены спектры плотности потока суб-ТГц излучения для предимпульсной, импульсной и постимпульсной фаз вспышки. Положительный наклон спектра (~1.7) надежно наблюдался только в импульсной фазе вспышки, тогда как в предимпульсной и постимпульсной фазах, в пределах ошибок измерения он, скорее, плоский. Более того, обращает на себя внимание, что формально наклон спектра в постимпульсной фазе вспышки стал отрицательным.

Чтобы оценить вклад корональной неоднородной плазмы в суб-ТГц излучение вспышки, мы рассчитали дифференциальную меру эмиссии (DEM) по данным AIA/SDO в диапазоне температур $0.5 \le T \le 25$ MK [5] и оценили ожидаемый поток суб-ТГц излучения на трех фазах вспышки. На рис. 2 показаны рассчитанные по DEM спектры плотности потока радиоизлучения с помощью методики, которую впервые предложили Landi and Chiuderi Drago (2008) [6]. Как видно, расчетные значения потока, генерируемого тепловой корональной плазмой в предимпульсной фазе, на частотах 93 и 140 ГГц в 07:15:00 UT составляют ~ 1.5 с.е.п. (панель а), что сопоставимо в соответствующий момент времени с наблюдаемыми величинами ~ 2 с.е.п. (см. рис. 1). Между тем, как видно из рис. 2b, расчетные спектры плотности потока в импульсной (07:42:00 UT) и постимпульсной (07:45:00 UT) фазе практически совпадают, и для заданных моментов времени спектральная плотность потока ~ 1 с.е.п. Это предполагает пренебрежимо малый вклад в суб-ТГц радиозлучение корональных источников в максимуме импульсной фазы, и весьма существенный на послеимпульсной, поскольку



наблюдаемые характерные значения составили соответственно 2.5-6 и ~ 2 с.е.п.

Рис. 1. Слева: временные профили вспышки, построенные по данным о мягком рентгеновском излучении (GOES, RHESSI) и по наблюдениям на частотах 93 и 140 ГГц. Справа: спектры потока суб-ТГц излучения на частотах 93 и 140 ГГц, для пред-, импульсной и постимпульсной фаз вспышки.



Рис. 2. а) Рассчитанный по DEM спектр плотности потока радиоизлучения на предимпульсной фазе вспышки. На частотах 93 и 140 ГГц расчетный поток составил ~1.4 сеп, b) То же что и рис. 2a, но для импульсной (сплошная линия) и пост-импульсной (пунктирная линия) фаз вспышки.

Таким образом, исходя из полученных результатов, можно сделать вывод о значительном вкладе тепловой плазмы "горячих" корональных пе-

тель в генерацию суб-ТГц радиоизлучения, по меньшей мере, для исследуемого события на предимпульсной и постимпульсной фазе вспышечного энерговыделения. Это может свидетельствовать о том, что для слабых вспышечных событий на предимпульсной стадии выделяемой тепловой энергии явно недостаточно для прогрева хромосферной плазмы, тогда как на поствспышечной фазе, вследствие испарения хромосферы и конденсации коронального вещества, происходит относительное усиление вклада в суб-ТГц компоненту радиоизлучения «горячих» корональных петель.

Выводы

Сформулируем основные результаты работы:

- 1. Проведен анализ вспышки рентгеновского класса С1.3 с положительным суб-ТГц наклоном спектра в максимуме импульсной фазы.
- 2. На основе дифференциальной мере эмиссии (DEM), полученной по данным AIA/SDO, показано, что основной вклад в суб-ТГц излучение вспышки в предимпульсной и постимпульсной фазах вносит корональная плазма с $T = 10^5 - 10^6$ K, тогда как в импульсной фазе вклад «горячих» корональных петель в суб-ТГц излучение оказывается незначительным.
- В отличие от вспышек М и Х рентгеновского класса тепловая корональная плазма может давать существенный вклад в суб-ТГц излучение слабых вспышечных событий в предимпульсной и постимпульсной фазах, что хорошо согласуется с результатами, полученными на ALMA в работе [3].

Работа выполнена при поддержке Госзаданий № 122022400224-7 и № FFUG-2024-0002.

Литература

- 1. Tsap Yu.T., Smirnova V.V., et al. // ASR, 2016, V. 57, p. 1449.
- 2. Smirnova V.V., Tsap Y.T., Ryzhov V.S. et al. // Ge Ae, 2023, V. 63, p. 527.
- 3. Skokić, I., Benz, A.O., Brajša, R., et al. // A&A, 2023, 669, A156.
- 4. Tsap, Y.T.; Smirnova, V.V.; et al. // Sol. Phys., 2018, V. 293, p. 50.
- 5. Hannah I.G. & Kontar E.P. // A&A, 2012, V. 539, id. A146.
- 6. *Landi E., Chiuderi Drago F. //* ApJ, 2008, V. 675, p. 1629.

ЖГУТОВЫЕ МОДЕЛИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК И ПЕРЕХОД ВОЛОКНА В РЕЖИМ КОРОНАЛЬНОГО ВЫБРОСА

Соловьёв А.А., Королькова О.А.

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

SOLAR FLARES AS A ROPE FLUX STRUCTURES AND THE TRANSITION OF THE FLARE FILAMENT TO THE CORONAL EJECTION MODE

Solov'ev A.A., Korolkova O.A.

Main (Pulkovo) observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

A new physical mechanism of flare energy release in force-free magnetic flux ropes is described: as the top of the magnetic rope-loop enters the corona, the external pressure G, which keeps it from expanding, steadily decreases. At its critically low value, the longitudinal field tends to zero on the surface where the currents change sign, and the force-free parameter and azimuthal current near this surface grow without limit, approaching the rupture. This excites plasma turbulence in the rope and serves as a flare trigger. Rapid dissipation of the field and currents on the anomalous plasma resistance induces an electric field much higher than the Dreiser field. The forces acting on the flare filament in the corona are described, and the conditions for its transition to the dynamic CME regime are discussed.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-285-290

1. Введение

Мы разрабатываем модели солнечных вспышек, которые могут происходить в магнитных жгутах – в слабоизогнутых скрученных магнитных силовых трубках, обладающих достаточно большим запасом свободной магнитной энергии, запасенной в протекающих в них токах. Поскольку для производства даже небольшой вспышки нужна достаточно высокая (не менее 100 Гс) напряженность магнитного поля, а газовое давление в короне соответствует магнитному давлению поля в 1 Гс, то, очевидно, магнитное поле вспышечного жгута является бессиловым, т.е. описывается уравнениями:

$$[\nabla \times \boldsymbol{B}] = \alpha(\boldsymbol{r})\boldsymbol{B}, \quad \nabla \alpha(\boldsymbol{r}) \cdot \boldsymbol{B} = 0, \qquad (1)$$

где $\alpha(r)$ – некоторая псевдоскалярная функция, квадрат величины которой определяет скорость джоулевой диссипации бессилового поля.

Мы рассматриваем равновесие горизонтального магнитного волокна в плоской гидростатической атмосфере при наличии однородного поля силы тяжести и внешнего продольного по отношению к оси волокна магнитного поля. Радиус поперечного сечения волокна – всегда величина конечная, так что на его границе, при r = a, азимутальное магнитное поле стремится к нулю: $B_{\omega}(ka) \rightarrow 0$, а продольное поле переходит во внешнее продольное

поле, предохраняющее жгут от расширения на бесконечность: $B_z(ka) \rightarrow B_{z,ex}$ (рис. 1). Предполагаем осевую и трансляционную симметрию – инвариантность параметров системы относительно произвольных смещений вдоль одной из координат. Пусть в декартовых координатах это будет ось z, как и в цилиндрической модели Паркера [6], ось x направим поперек волокна, а ось y – вертикально вверх. Расстояния по y отсчитываем вверх от магнитной оси волокна. Сила тяжести будет $F_g = -\rho(y)ge_y$, где ρ – плотность газа, и уравнения магнитной гидростатики примут вид:

$$(4\pi)^{-1} \left[[\nabla \times \boldsymbol{B}] \times \boldsymbol{B} \right] - \nabla P - \rho g \boldsymbol{e}_{y} = 0, \qquad (2)$$

$$div\boldsymbol{B} = 0, \quad P = \rho \Re T \mu^{-1}. \tag{3}, (4)$$

Здесь **В** – напряженность магнитного поля, P – давление, T – температура газа, μ – средняя молярная масса газа. Уравнение (2) дает баланс сил в равновесной системе, уравнение (3) определяет соленоидальный характер магнитного поля, а (4) – состояние идеального газа. Система (2)–(4) неполна: в ней отсутствует уравнение переноса энергии, однако при анализе сильных бессиловых полей, когда градиент давления, как и все другие силы, отбрасывается, это значения не имеет.

Магнитное поле жгута описываем функцией потока [5]:

$$A(x, y) = \int_{0}^{x} B_{y}(x, y) dx.$$
 (5)

Компоненты азимутального поля задаются формулами:

$$B_{y} = \frac{\partial A}{\partial x}, \quad B_{x} = -\frac{\partial A}{\partial y}.$$
 (6)

Уравнение равновесия (2) перепишется так (Solov'ev, 2022):

$$\frac{\partial^2 A(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A(x,y)}{\partial y^2} = -\frac{1}{2} \frac{dB_z^2(A)}{dA} - 4\pi \frac{\partial P(A,y)}{\partial A}.$$
(7)

Отсюда, задавая функцию потока и отбрасывая член с газовым давлением, получаем уравнение для нахождения продольного магнитного поля, которое в силу трансляционной симметрии оказывается зависящим только от функции *A*.

2. Структура магнитного поля в бессиловом жгуте

В данной работе мы рассмотрим две функции потока:

$$A_{1} = \frac{B_{0}}{k} \exp(-(k^{2}x^{2} + k^{2}y^{2} - 1)) = \frac{B_{0}}{k} \exp(-(k^{2}r^{2} - 1))$$
(8)

$$A_{2} = \frac{B_{0}}{k} \exp\left(\frac{-1}{m(k^{2}x^{2} + k^{2}y^{2} - 1)}\right) = \frac{B_{0}}{k} \exp\left(\frac{-1}{m(k^{2}r^{2} - 1)}\right)$$
(9)

Здесь m = 1, 2, 3... $kr = \sqrt{x^2 + y^2}$. Первая из этих функций – спадающая экспонента – описывает жгут с сильной концентрацией продольного тока

на оси (рис. 1, слева, и рис. 3), а вторая (называется «шапочка») – описывает резкий максимум тока на периферии, в тонкой цилиндрической оболочке; чем больше индекс m, тем резче выражена пиковая концентрация тока в этой оболочке (рис. 1, справа, и рис. 2).



Рис. 1. Изображен отрезок экранированного магнитного жгута радиуса *a*, электрический ток (черные стрелы) меняет знак на расстоянии *r*₀ от оси, так что

$$I = \int_0^a 2\pi r \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_{\varphi}) dr = 2\pi r B_{\varphi} \Big|_0^a = 0 .$$

Для первой модели продольное магнитное поле в жгуте равно:

$$B_{z}(r) = B_{0}\sqrt{G - 2 \cdot (\exp(k^{2}r^{2} - 1))^{-2} \cdot [1 - 2\ln(\exp(k^{2}r^{2} - 1))^{-1}]}$$
(10)

где $G = B_{z,ex}^2 B_0^{-2}$ – константа интегрирования. Критическое ее значение, при котором подкоренное выражение обращается в ноль на поверхности смены знака тока, равно 2.



Рис. 2. Функция потока (9) (серые линии) и распределение продольных токов в модели 2 для различных значений параметра m.



Рис. 3. Функция (8) – пунктир. Азимутальное поле – штрих-пунктир, продольный ток (сплошная линия) меняет знак при kr = 1.

1

Для второй модели (шапочка) для случая m = 2, получаем

$$\frac{B_{z}(r)}{B_{0}} = \left\{ G - \left[\exp\left(\frac{-1}{2\left(1-k^{2}r^{2}\right)}\right) \right]^{2} \cdot \left[\frac{-1}{\left(k^{2}r^{2}-1\right)^{2}} + \frac{2}{k^{2}r^{2}-1} - 2 + \frac{1}{\left(k^{2}r^{2}-1\right)^{3}} + \frac{1}{\left(k^{2}r^{2}-1\right)^{4}} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}$$
(11)

 $G = B_{z,ex}^2 B_0^{-2}$, значение константы интегрирования, при котором продольное поле стремится к нулю на поверхности CIS, равно здесь $G_{cr=} = 3.1974$.

3. Механизм солнечной вспышки в бессиловом магнитном жгуте

Нами выявлен новый физический механизм вспышечного энерговыделения в бессиловых магнитных жгутах. Суть его такова: по мере выхода вершины магнитной петли-жгута в солнечную корону внешнее давление G, которое удерживает жгут от бокового расширения, будет неуклонно падать. Для любого бессилового жгута, независимо от его внутренней магнитной структуры, существует критически низкое значение G, при котором продольное магнитное поле стремится к нулю на той магнитной поверхности, где электрические токи меняют знак. (Это CIS - current inversion surface). Когда $B_z(CIS) \rightarrow 0$, азимутальный электрический ток и бессиловой параметр $\alpha(r)$ начинают неограниченно нарастать (по модулю) в окрестности этой поверхности, приближаясь к разрыву. При этом токовая (дрейфовая) скорость электронов вблизи CIS неизбежно превысит скорость ионного звука. Это возбуждает в жгуте плазменную ионнозвуковую неустойчивость. Рассеяние токовых электронов на плазмонах ионного звука очень резко, на 6-7 порядков, понижает проводимость плазмы [1, 4]. На таком аномально высоком сопротивлении плазма жгута сильно разогревается, магнитное поле быстро диссипирует, и скорость уменьшения его напряженности достигает нескольких Гаусс/с [2, 3]. По закону индукции Фарадея это создает в жгуте электрические поля, значительно большие, чем поле Дрейсера. Совокупность описанных явлений хорошо отражает природу вспышки. Как видно из приведенных выше двух моделей, несмотря на резкое отличие распределений электрических токов по сечению волокна, основные свойства бессилового магнитного жгута, обеспечивающие вспышечное энерговыделение в нем, полностью сохраняются.

Жгутовые модели вспышки описаны в ряде наших работ ([7–13] и др.), поэтому здесь мы не останавливаемся на доказательстве сделанных выше утверждений, а обратимся к вопросу о том, какие силы действуют в короне на вспышечное волокно и при каких условиях оно может перейти из состояния равновесия в динамический режим КВМ.

4. Силы, действующие на вспышечное волокно

Рассмотрим вначале внутренние силы в прямом магнитном цилиндре радиуса *a*, длины *L* с двумя компонентами поля: $B_z(r), B_{\varphi}(r)$. Будем рассматривать величины, усредненные по сечению жгута (угловые скобки. $\langle \rangle$) Прежде всего, заметим, что условие поперечного равновесия для бессилового магнитного жгута имеет вид: $\langle B_z^2 \rangle = B_{z,ex}^2$ (см., например, [7]), азимутальное поле в этот баланс не входит вследствие экранированности токов. Что касается равновесия жгута по длине, то натяжение продольного поля
$-\langle B_z^2 \rangle (4\pi)^{-1}$ стремится сократить жгут в длину, а взаимное отталкивание колец азимутального поля, нанизанных на общую магнитную ось, напротив, растягивает жгут: $+\langle B_{\varphi}^2 \rangle (8\pi)^{-1}$. Баланс этих внутренних сил таков, что если ввести интегральную скрученность поля отношением $\kappa = \langle B_{\varphi}^2 \rangle \langle B_z^{-2} \rangle$, то равновесие магнитного жгута по длине наступает при $\kappa = 2$ [6]. При меньших значениях скрученности жгут будет стягиваться, по длине, а при больших – удлиняться, вытягиваться. Внутренняя сила, действующая на единицу длины жгута, запишется в виде:

$$F_{L}(\text{int}) = \frac{V \left\langle B_{z}^{2} \right\rangle}{L 8\pi} (\kappa - 2).$$
(12)

Однако эта простая картина нарушается тем, что кроме указанных внутренних сил на магнитное волокно будут действовать и внешние силы. Первая из них связана с тем, что продольное магнитное поле, удерживающее жгут от бокового расширения на бесконечность, будучи частью общего крупномасштабного магнитного поля, может заметно изменяться на масштабе сечения жгута *а*. Ни измерить, ни рассчитать это изменение в каждом наблюдаемом случае мы не можем. Можно только из общих соображений заключить, что давление этого поля будет падать с высотой, и, таким образом, на жгут должна действовать положительная внешняя сила, равная по порядку величины

$$F_{L,1}(external) = V \frac{d}{dh} \left(\frac{B_{z,ex}^2}{8\pi}\right) \approx \frac{V}{a} \frac{B_{z,ex}^2}{8\pi} = \frac{V}{a} \frac{\left\langle B_z^2 \right\rangle}{8\pi}.$$
 (13)

Эта сила положительна и заметно больше, чем (12), поскольку в ней *L* заменяется на *a*, при том, что длина петли обычно сильно превышает радиус её сечения. Вторая внешняя сила связана с наличием внешнего магнитного поля, **поперечного** по отношению к магнитной оси жгута. Здесь следует различать два случая:

1. Если направление внешнего поперечного поля совпадает с направлением азимутального поля на нижнем обходе жгута, то возникает положительная сила, подпирающая жгут снизу-вверх (рис. 4), и в сумме с (13) это обеспечит подъем волокна и формирование КВМ сразу вслед за вспышкой или одновременно с нею, что нередко и наблюдается.

2. Если поперечное поле совпадает с B_{φ} на верхнем обходе жгута, то возникает перекрытие волокна «магнитным куполом», который препятствует его движению вверх (рис. 5). Сила этого поля составит:

$$F_{L,2}(external) = -\frac{V}{a} \frac{B_{ex}^2}{8\pi} \sin(\mu), \qquad (14)$$

где μ - угол между направлением вектора **В**_{*ex*} и магнитной осью жгута.

Конкуренция двух разнонаправленных внешних сил (13) и (14) и определит всю динамику магнитного жгута. К сожалению, ни измерить, ни рассчитать эти внешние силы мы не можем, и только по реконструкции



Рис. 4. Поперечное сечение жгута для случая, когда направление поля на нижнем обходе жгута совпадает с направлением внешнего поперечного поля. Внешняя сила направлена вверх.



Рис. 5. Направление внешнего поперечного поля совпадает с направлением азимутального поля на верхнем обходе. Образуется магнитный купол, препятствующий подъему жгута.

бессилового магнитного поля в короне [14] можно оценить угол μ . В тех случаях, когда он мал, т.е. когда волокно-жгут располагается почти параллельно внешнему полю, тормозящее действие поперечного поля ослабевает, и тогда волокно может перейти из равновесия в режим КВМ и в случае 2, т.е. даже при наличии слабого поперечного перекрытия внешним полем.

- 1. *Artzimovich L.A., Sagdeev R.Z.* Plasma Physics for Physicists (Atomizdat, Moscow, 1979) p. 278 [in Russian].
- 2. Fleishman G.D., Dale E.G., Chen B. et al. // Science, 2020,367, 278
- 3. Fleishman G.D., Nita G.M., Chen B. et al. // Nature, 2022, vol. 606, issue 7, pp. 674-677.
- 4. Kaplan S.A., Tsitovich V.N. Plazma Astrophysics / Elsevier, Amsterdam, 1973.
- 5. Landau L.D., Liftchitz E.M. / Course of Theoretical Physics, Vol. 8: Electrodynamics of Continuous Media (Nauka, Moscow, 1982; Pergamon, New York, 1984).
- 6. Parker E.N. Cosmical Magnetic Fields. Part 1. Clarendon Press, Oxford, 1979.
- 7. Solov'ev A.A. and Kirichek E.A. Force free magnetic flux ropes: inner structure and basic properties // MNRAS, 2021, vol. 505, Issue 3, pp. 4406-4416.
- 8. *Solov'ev A.A.* Force free magnetic flux ropes: string confinement of super-strong magnetic fields and flare energy release. MNRAS, 2022, Vol. 515, issue 4, pp. 4981-4989.
- 9. Solov'ev A.A., Kirichek E.A. Properties of flare energy release in force free magnetic flux ropes // Astronomy Letters, 2023, vol. 49, no. 5, pp. 256-268.
- 10. *Solov'ev A.A.* Force Free Magnetic Flux Rope with a High Current Density on the Axis // Astronomy Reports, 2024, Vol 101, no.6, pp. 565-574.
- 11. Solov'ev A.A., Korolkova O.A., Kirichek E.A. Magnetic flux ropes on the Sun: electric currents and flare activity // Geomag. and Aeronomy, 2023, Vol. 63, No. 8, pp.10-25.
- 12. Solov'ev A.A. Flare Filament with the Force-Free Structure of the Magnetic Field // Geomagnetism and Aeronomy, 2024, Vol. 64, No. 7, pp. 188–194.
- 13. Solov'ev A.A. and Kirichek E.A. // Magnetic flux ropes with current shell as solar flare structures // Astronomy Letters, 2024, Vol. 50. (Accepted)
- 14. Бакунина И.А., Мельников В.Ф. и др. / Доклад на 28-й Всероссийской конференции «Солнечная и солнечно-земная физика». СПб, Пулково, ГАО РАН, 9.10.2024.

МАГНИТНАЯ И КИНЕТИЧЕСКАЯ ЭНЕРГИИ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ ПОДОБНЫХ СОЛНЦУ ЗВЕЗД В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ИХ СВЕТИМОСТИ И ИЗВЕСТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Старченко С.В.

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

MAGNETIC AND KINETIC ENERGIES OF THE CONVECTIVE ZONE OF SUN-LIKE STARS DEPENDING ON THEIR LUMINOSITY AND KNOWN PARAMETERS

Starchenko S.V.

Pushkov institute of terrestrial magnetism, ionosphere and radio wave propagation RAS, Troitsk, Moscow, Russia

In the convective zone (CZ) of a Sun-like star, a dynamical system for the kinetic and magnetic energies is obtained, which are expressed in terms of the root-mean-square velocity and magnetic field. Depending on the relative luminosity \mathbf{a} , the scale \mathbf{H} , and the diffusion time \mathbf{T} , the stationary points of the system and the velocity estimates from the mixing length theory set the stabilization levels of the energies and the mean sine of the angle \mathbf{S} (0.9 in the Sun) between the velocity and magnetic field vectors. To generate a magnetic field, \mathbf{a} (8 mW/kg) must exceed a threshold (6 mW/kg). Near the threshold, the dynamo could be weakly nonline-ar, as in the Sun's CZ, where the magnetic energy is $4 \cdot 10^{31}$ J, the kinetic energy is $2 \cdot 10^{32}$ J, and the root-mean-square velocity is 90 m/s and the magnetic field is 0.1 T. In such stars \mathbf{S} is only slightly less than 1 and the magnetic energy is less than or of the order of the kinetic energy.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-291-294

В некотором смысле энергия подобна деньгам – поскольку является истинно универсальной ценностью для всевозможных физически обменов и преобразований. В подобной Солнцу звезде изначальная термоядерная энергия переходит в конвективную энергию Архимедовой плавучести, которая порождает кинетическую, а благодаря ней и магнитную энергию K3. В этой статье считается, что глобальная энергия плавучести задана удельной светимостью a, как изображено на рис. 1. Вторым, достаточно уверенно определяемым входным параметром решаемого круга проблем, является максимальный или точнее несущий основную энергию масштаб H, который принимается здесь как полутолщина K3. И третий параметр – время турбулентной диффузии T, которое оценивается средним временем жизни звездных пятен, которое для Солнца, возможно впервые, определил Юрий Анатольевич Наговицын [1] как примерно две недели, что согласуется и с другими исследованиями, например [2].



Рис. 1. Схематически изображены – Конвективная Зона (КЗ далее) звезды, конвективные ячейки с максимальным масштабом H, диффузионным временем T и удельной светимостью a (получается делением светимости L на массу КЗ M).

Рассматриваемая далее суммарная или глобальная кинетическая энергия КЗ выражается через среднеквадратичную скорость u, а магнитная энергия – через среднеквадратичное магнитное поле $B = b(\rho\mu)^{1/2}$, где ρ – средняя плотность, μ – фундаментальная постоянная. Из динамической системы, полученной в [3], здесь используется выражение для стационарных значений u и b, которое в наших условиях записывается как

$$u = H/ST, b = (Ta - H^2/S^2T^2)^{1/2}.$$
 (1, 2)

Возведенные в квадрат u и b дают удвоенную относительную (в Дж/кг) кинетическую и магнитную энергии, а S – это средний по модулю синус угла между вектором магнитного поля и вектором скорости.

Выразим искомые величины u, S и b через определенные выше три параметра. Во-первых, выразим скорость (90 м/с в Солнце) исходя из общеизвестной (например – [4]) теории длины перемешивания:

$$u = (aH)^{1/3}$$
. (3)

Для синуса же S и магнитного поля b, выраженного в м/с, получим

$$1 \le S = (H^2/a)^{1/3}/T, \ b = [Ta - (aH)^{2/3}]^{1/2}.$$
(4, 5)

Для Солнца S = 0.9, величина магнитного поля $B = b(\rho\mu)^{1/2} = 0.1$ Тл и b = 40 м/с. Соответственно удельная магнитная энергия $b^2/2 = 750$ Дж/кг, что значительно меньше удельной кинетической энергии $u^2/2 = 4050$ Дж/кг. Соответственно полная (удельная умноженная на массу КЗ) магнитная энергия $4 \cdot 10^{31}$ Дж и кинетическая $- 2 \cdot 10^{32}$ Дж. При этом отношение энергий для звезды

$$b^2/u^2 = 1/S - 1. (6)$$

Отсюда видно, что *S* весьма мало при существенном превышении энергии магнитного поля над кинетической энергией, что соответствует практически параллельности магнитного поля и скорости динамо-течений. Такое соотношение почти не требует большого изменения течения для достижения равновесия – достаточно полю даже большой величины подстроится под течение с относительно небольшой кинетической энергией. Напротив,

в современном Солнце и ему подобных звездах, где *S* близко к единице, кинетическая энергия превосходит или порядка магнитной энергии. Все эти соображения могут быть использованы при интерпретации наблюдений, когда угол между магнитным полем и скоростью будет увязан с отношением соответствующих энергий.

Уравнение (5) свидетельствует о пороговом характере процесса динамо-генерации. Произведение удельной светимости и диффузионного времени **Ta** (9600 Дж/кг в Солнце) должно превысить порог $u^2 = (aH)^{2/3} = (8100 Дж/кг)$, чтобы генерировать магнитное поле. Для Солнца это превышение весьма невелико около 19% и соответственно солнечное динамо, по-видимому, слабо нелинейно, что является физической причиной успеха линейных или почти линейных (слабо нелинейных) моделей динамо для Солнца. Возможно, более наглядно пороговый характер генерации магнитного поля эквивалентно выражается через удельную светимость *a* (8 мВт/кг в Солнце), которая для успешной генерации должна превысить соответствующее пороговое значение (6 мВт/кг).

Итоги

Использована интегральная динамическая система для кинетической и магнитной энергий выведенная в [3]. В зависимости от относительной светимости a, масштаба H и времени диффузии T стационарные точки этой системы и оценки скорости из теории длины перемешивания задают уровни стабилизации энергий и среднего синуса угла S (0.9 в Солнце) между векторами скорости и магнитного поля.

Для генерации магнитного поля a (8 мВт/кг) должно превысить порог (6 мВт/кг). Вблизи порога, по-видимому, слабо нелинейное динамо, как в КЗ Солнца, где магнитная энергия $4 \cdot 10^{31}$ Дж, кинетическая $2 \cdot 10^{32}$ Дж, а средне-квадратичные скорость 90 м/с и магнитное поле 0.1 Тл. В подобных звездах *S* лишь немногим меньше 1 и магнитная энергия меньше или порядка кинетической энергии. Все эти значения хорошо согласуются с современным моделированием течений и магнитных полей в КЗ Солнца [5, 6].

Напротив, малое *S* соответствует превышению магнитной энергии над кинетической энергией из-за практически параллельности магнитного поля и скорости динамо-течений, а поле даже большой величины подстраивается под течение с относительно небольшой кинетической энергией.

- 1. *Наговицын А.Ю*. Персональное сообщение о 14-ти дневном среднем времени жизни Солнечных пятен. 10 октября 2024 г.
- 2. *Tlatov A.G.* Lifetime of Sunspots and Pores // Sol. Phys. 2023. V. 298. No 93. https://doi.org/10.1007/s11207-023-02186-7
- 3. *Starchenko S.V.* Levels of stabilization of velocity and magnetic induction in the convective zone of the Sun // Proceedings IAU Symposium No. 365. A.V. Getling & L.L. Kitchat-inov, eds. P. 364-367. 2024. https://doi.org/10.1017/S1743921323005252

- 4. *Starchenko S.V.* Analytic scaling laws in planetary dynamo models // Geoph. Astroph. Fluid Dyn. 2019. V. 113. No 1-2. P. 71-79. https://doi.org/10.1080/03091929.2018.1551531
- 5. *Fan, Y.* Magnetic fields in the solar convection zone // Living Rev Sol Phys. 2021. V. 18. No 5. https://doi.org/10.1007/s41116-021-00031-2
- 6. *Hotta, H., Bekki, Y., Gizon, L. et al.* Dynamics of Large-Scale Solar Flows // Space Sci Rev. 2023. V. 219. No 77. https://doi.org/10.1007/s11214-023-01021-6

СПЕКТРЫ ГОДОВЫХ ЧИСЕЛ ВОЛЬФА И СООТВЕТСТВУЮЩИХ ЗНАКОПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЕЙ

Старченко С.В., Яковлева С.В.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Троицк, Москва, Россия

SPECTRA OF ANNUAL WOLF NUMBERS AND CORRESPONDING ALTERNATING FIELDS

Starchenko S.V., Yakovleva S.V.

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

Fast Fourier transformation (FFT) was applied to the annual Wolf numbers for the last 256 years (the entire freely available time series), 128 years and 64 years. The result revealed a clear dominance of harmonic spectral modes with periods from ten to twelve years. The next most important mode is the one with a period of 85 years. A hypothesis proposed is that the magnitude of the Wolf numbers is approximately proportional to the energy or, formally, to the square of the alternating magnetic field. The corresponding alternating magnetic fields were obtained and investigated using FFT according to the same scheme as the Wolf numbers. A comparatively even stronger dominance of harmonic spectral modes with periods of about the 21st (plus or minus a few years) year was obtained. At the same time, spectral modes with significantly longer periods and with shorter periods are practically insignificant.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-295-298

Уже давно [1, 2] изучается ряд чисел Вольфа (W) и знакопеременный ряд (см. рис. 1) являющийся, по энергетическим соображениям [3], рядом квадратных корней из чисел Вольфа (SQRT). Однако нам не известно исследований со сравнительным анализом спектральных свойств рядов различной длины для определения основных гармонических периодов динамо Солнца. В этой работе использовалось быстрое преобразование Фурье за последние 64 года, 128 и 256 лет. Номера (k), амплитуды (A_k) и периоды (T) полученных основных гармоник/мод приведены в таблице.

В спектрах годовых чисел Вольфа доминируют моды с периодами около 11-ти лет, а все остальные моды не только менее значимы, но и внутренне противоречивы для различных длин рассматриваемого ряда. Несколько выделяется лишь мода около 85 лет – см. верхнюю часть рис. 2.

Знакопеременные поля, по-видимому, и вовсе полностью доминируют модами с периодами около 21 года, практически не оставляя места для других мод. Это особенно хорошо видно на нижней части рис. 2. Разумеется, все эти соображения верны для периодов меньших полудлины ряда – примерно 150 лет.

W	64			128			256	
k	A_k	Т	k	A _k	Т	k	A _k	Т
0	83.8		0	83.9		0	82.4	
1	15.9	64.0	1	16.6	128.0	3	10.5	85.0
4	6.4	16.0	3	6.5	42.7	22	14.0	11.6
5	8.6	13.0	11	8.7	11.6	23	20.8	11.1
6	36.2	10.7	12	36.1	10.7	24	20.6	10.7
7	11.1	9.1	13	12.6	9.8	25	10.3	10.2
8	7.0	8.0	15	6.7	8.5	26	9.7	9.9
SQRT	64			128			256	
k	Ak	Т	k	Ak	Т	k	Ak	Т
0	0.009		0	0.18		0	0.03	
1	0.73	63	5	0.64	25.4	10	1.79	25.6
2	0.69	31.5	6	6.21	21.2	11	3.05	23.3
3	6.23	21	7	1.11	18.1	12	4.16	21.3
4	0.91	15.8	9	0.44	14.1	13	1.75	19.7
5	0.62	12.6	10	0.56	12.7	14	1.36	18.3

Таблица.



Рис. 1. Эволюция знакопеременного поля со средним значением М и отклонениями.

Из рис. 3 видно, что наибольшие по амплитуде пять мод уже хорошо приближают наблюдаемые ряды. Поэтому представляется весьма вероятным, что динамо Солнца находится в слабо нелинейном режиме, когда значимы лишь первые несколько гармонических мод. Это может объяснить успех в моделировании динамо почти линейными или просто линейными моделями как, например, знаменитая модель Паркера.

Спектральный анализ [4] рядов Вольфа (1700–1987) выявил несколько гармонических мод с наиболее значимыми периодами от 10-ти до 12-ти лет и затем – 103 года, что хорошо согласуется с нашими результатами. Непрерывный спектр этих же рядов исследовался в недавней работе [5],

где получены аналогичные результаты. К сожалению, нам не известно соответствующих исследований знакопеременных рядов и, надеемся, мы начали значимо заполнять этот, на наш взгляд, зияющий пробел.



Рис. 2. Графики зависимости амплитуды от частоты с нанесенными значениями периодов 5-ти наиболее значимых гармоник за 256 лет



Рис. 3. Сравнение реального ряда чисел Вольф и его знакопеременной формы с гармоническими рядами S(t), полученными по 5-ти главным гармоникам из таблицы.

Основные результаты

– Быстрое преобразование Фурье применялось к годовым числам Вольфа за последние 64 года, 128 и 256 лет. В результате выявлено доминирование гармонических спектральных мод с периодами от десяти до двенадцати лет. Следующей по значимости в расчетах за 256 лет является мода с периодом 85 лет.

– Выдвигается гипотеза о том, что величина чисел Вольфа примерно пропорциональна энергии или формально – квадрату знакопеременного магнитного поля. Получены соответствующие знакопеременные ряды, которые были исследованы по той же схеме, что и числа Вольфа.

– Для знакопеременного ряда выявлено еще более сильное доминирование гармонических спектральных мод с периодами около 21-го года (плюс-минус несколько лет). При этом практически не значимы как спектральные моды с более длинными периодами, так и с более короткими периодами.

- 1. Anderson C.N. A representation of the sunspot-cycle // 1939. V. 44. N 21.
- 2. Bracewell R.N. The sunspot number series // Nature. 1953. V. 174. P. 649-650.
- 3. *Старченко С.В., Яковлева С.В.* Корреляция временных рядов чисел Вольфа и их производных // Геомагнетизм и аэрономия. 2022. Т. 62. № 6. С. 693–701.
- 4. *Kane R.P., Trivedi N.B.* Spectral analysis of annual sunspot series--an update // PAGE-OPH. 1991. V. 135, N. 3. P. 463-474.
- 5. *Frick P., Okatev R., Sokoloff D.* Spectral Properties of Low-order Dynamo Systems // Russian Journal of Nonlinear Dynamics. 2022. V. 18. No. 2. P. 289–296.

ДЛИТЕЛЬНОСТЬ И ТЕМП УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ В GLE И НЕ GLE СОБЫТИЯХ

Струминский А.Б.¹, Садовский А.М.¹, Ожередов В.А.¹, Григорьева И.Ю.²

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

DURATION AND ACCELERATION RATE OF PROTONS IN GLE AND NON GLE EVENTS

Struminsky A.B.¹, Sadovskii A.M.¹, Ozheredov V.A.¹, Grigoryeva I.Yu.²

¹Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia ²Main Astronomical (Pulkovo) Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia

To study flares and associated proton events (Ground Level Enhancement (GLE) and non-GLE) in May–June 2024, data from the ACS SPI (The AntiCoincidence Shield of the SPectrometer on the INTEGRAL) detector are used, which records primary and secondary HXR >100 keV. Secondary HXR are produced by the interaction of galactic and solar protons in the ACS SPI. The onset of a significant increase in the ACS SPI count rate during or after a solar flare's HXR emission may be the moment of the first detection of solar protons entering Earth's orbit. The rate and time of proton acceleration can be estimated from the time interval between the start of registration of electron emission >100 keV and the first arrival of protons >100 MeV into the Earth's orbit. In flares accompanied by proton events (with and without GLEs), there was sufficient electric field strength and time to accelerate protons (to >100 MeV and >450 MeV). Otherwise, there was insufficient time and/or field strength in flares to accelerate visible protons to >30 MeV. Eruptive flares (proton and non-proton) can be classified by electric field strength (by the time of electron acceleration to 100 keV and the moment of arrival of the first protons) and the duration of observation of electron emission above 100 keV (the time available for acceleration of protons >100 MeV).

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-299-302

В каталоге [1] о возрастаниях интенсивности солнечных космических лучей (СКЛ) над фоном галактических космических лучей (ГКЛ) в межпланетном пространстве (МП) говорят, как о солнечных протонных событиях (СПС), если поток протонов > 10 МэВ превысил 1 (см²с·ср)⁻¹ = 1 PFU (Proton Flux Unit). Отдельным СПС считается время непрерывного возрастания более 1 PFU, при этом различают новый СПС и повторный максимум еще продолжающегося СПС в зависимости от наличия нового солнечного источника. Считается, что СПС сопровождается наземным возрастанием интенсивности космических лучей (Ground Level Enhancement – GLE), если наземное возрастание интенсивности СКЛ зарегистрировано более чем двумя нейтронными мониторами (НМ), причем один из них не полярный и не высокогорный. При регистрации возрастания меньшим числом НМ говорят о subGLE. Такое определение GLE события накладывает жесткие ограничения на энергетический спектр и поток солнечных протонов (СП), наблюдаемый в МП, который является результатом процессов ускорения и распространения СКЛ.

Для исследования вспышек и связанных с ними СПС (GLE и не GLE) в мае–июне 2024 года используются данные детектора ACS SPI (The Anti-Coincidence Shield of the SPectrometer on the INTEGRAL) [2], который регистрирует первичные и вторичные жесткие рентгеновские лучи (HXR) > 100 кэВ. Вторичные НХR рождаются при взаимодействии в ACS SPI галактических и солнечных протонов. Начало значимого возрастания темпа счета ACS SPI во время или после НХR излучения солнечной вспышки может быть моментом первой регистрации прихода СП на орбиту Земли [3].

Цель работы – сделать оценки средней напряженности электрического поля $\mathcal{E} = \Delta p/e\tau$ необходимой для ускорения СП от 10 МэВ (137 МВ) до 30–500 МэВ $E_p(p_p,\beta)$ за доступное время в четырех вспышках в мае-июне 2024 г. (см. таблицу, рис. 1 и рис. 2). Данные по вспышкам и корональным выбросам массы (КВМ) были взяты с сайта [6]. Доступное время τ – это разность времени начала протонного возрастания относительно начала радиоизлучения на 15.4 ГГц (второй столбец, мин) и времени запаздывания протонов с энергией 30–500 МэВ при свободном распространении на длине 1.3 а.е. относительно электромагнитного сигнала (четвертая строка [мин]). Эти вспышки были благоприятно расположены на диске Солнца для наблюдения СПС вблизи Земли и был выполнен критерий по температуре плазмы >12 МК (рис. 1а и 2а) для ускорения протонов [7]. Однако только вспышки, представленные на рис. 2, отмечены в каталоге [1] как источники СПС, причем событие 11 мая 2024 сопровождалось GLE, 8 июня 2024 – subGLE.

В таблице для выбранных событий (первый столбец) приведены результаты расчета средней напряженности электрического поля [В/см]. Ожидаемый момент первого прихода СП той или иной энергии на орбиту Земли показан в четвертой строке таблицы. Возрастания темпа счета ACS SPI позднее этого времени связаны с приходом СП, а ранее – с солнечным НХR излучением и/или с изменением радиационного фона ГКЛ и СКЛ. Найденную среднюю напряженность электрического поля имеет смысл сравнивать с напряженностью поля Драйсера $E_D \approx 10^{-8} n/T$ [В/см], где n – концентрация плазмы в см⁻³, а T – её температура в К [4]. Для типичных условий во вспышках она равна ~10⁻⁴ В/см [5].

Три слабых и коротких эпизода ускорения электронов >100 кэВ (всплески НХR 6 мая 2024 г., рис. 1б) соответствуют слабому среднему электрическому полю (см. табл.) на масштабе времени ускорения протонов, пришедших на 40 мин. В этом событии КВМ не было. По всей видимости, СП не были ускорены, а возрастание ACS SPI на 40 мин, вероятно, связано с модуляцией ГКЛ.

<i>Е</i> _{<i>p</i>} , МэВ		30	50	100	300	500
P_p , MB		239	310	444	808	1090
$\beta = V/c$		0.25	0.31	0.43	0.65	0.76
дата, вспышка	мин	35	27	17	8.3	6.0
06/05/24, X4.5	40	1.1.10-5	$7.4 \cdot 10^{-6}$	$7.4 \cdot 10^{-6}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$	1.6.10-5
11/05/24, X5.8	21	нет	нет	$4.3 \cdot 10^{-5}$	2.9.10-5	3.5.10-5
14/05/24, X8.7	10	нет	нет	нет	$2.2 \cdot 10^{-4}$	1.3.10-4
	16	нет	нет	нет	4.7.10-5	5.2.10-5
08/06/24, M9.7	21	нет	нет	$4.3 \cdot 10^{-5}$	$2.9 \cdot 10^{-5}$	3.5·10 ⁻⁵

Таблица.

Протонное возрастание от самой мощной вспышки 25-го цикла X8.7 14 мая 2024 г. произошло на фазе спада СПС 13 мая и поэтому не попало в каталог СПС [1]. Коронографом LASCO наблюдалось Halo KBM со скоростью 2010 км/с [6]. Протонное возрастание видно в данных ACS SPI после 10–16 мин, и свидетельствует об ускорении протонов >300 МэВ (рис. 1б, табл.). Всплески НХR длительностью менее 10 мин показывают, что, возможно, не хватило времени для ускорения протонов со спектром необходимым для регистрации наземного возрастания GLE.



Вспышка X5.8 11 мая 2024 г. стала источником протонов для GLE74, которое было зарегистрировано сетью HM на фоне сильной геомагнитной бури и Форбуш-эффекта. После вспышки наблюдалось Halo KBM со скоростью 1614 км/с [6]. Начало протонного возрастания ACS SPI (рис. 2) было раньше, чем начало GLE74 в 01:55 UT. Протоны с >430 МэВ должны были прийти к Земле позже протонов меньших энергий (обратная дисперсия скоростей). Ускорение протонов было менее интенсивным, чем в X8.7 14 мая, но длилось более 20 мин (наблюдение HXR всплесков).

Самое мощное СПС в 25-ом цикле 1029 (см²с·ср)⁻¹ >10 МэВ (на начало сентября 2024 год) произошло от вспышки М9.7 8 июня 2024 года, оно сопровождалось лишь subGLE. Очевидно, что интенсивности протонов >430 МэВ в СПС 8 июня были меньше, чем в СПС 11 мая 2024 года (GLE74). Так как во вспышке М9.7 НХК излучение было малым или отсутствовало после 10 мин (рис. 2б), то, возможно, не хватило времени для ускорения протонов со спектром характерным для GLE событий.



Вообще говоря, во вспышках, которые сопровождаются СПС (без или с GLE), достаточно напряженности электрического поля и времени для ускорения протонов (до >100 МэВ и >450 МэВ). В противном случае во вспышках недостаточно времени и/или не хватает напряженности поля для ускорения видимых протонов до >30 МэВ. Эруптивные вспышки (протонные и не протонные) можно классифицировать по напряженности электрического поля (по времени ускорения электронов до 100 кэВ и моменту прихода первых протонов) и длительности наблюдения излучения электронов выше 100 кэВ (времени, доступному для ускорения протонов >100 МэВ). Такой подход был применен нами впервые в [7] для исследования мощных СПС 23–25 циклов активности.

Работа выполнена в рамках программ: «Плазма» в ИКИ РАН (АБС, АМС, ВАО) и «Многоволновая активность Солнца» (ИЮГ) в ГАО РАН.

Литература

1. http://swxdev.sinp.msu.ru

- 2. https://isdc.unige.ch/~savchenk/spiacs-online/spiacspnlc.pl
- 3. Струминский А.Б., Зимовец И.В. // Изв РАН. Сер. Физ., 2009, т.73, с. 332.
- 4. Trubnikov B.A. // Reviews of Plasma Physics. 1965. V. 1. P. 105.
- 5. Лысенко А.Л. и др. // УФН. 2020. Т. 190. С. 878-894.
- 6. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME_list
- 7. Струминский А.Б. и др. // Геомагн. и Аэрон. 2024. Т. 64. № 2. С. 163.
- 8. Григорьева И.Ю. и др. // Космич. исслед. 2023. Т. 61. № 3. С. 230.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ КРУПНОМАСШТАБНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПРОГНОЗИРОВАНИЕ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г., Березин И.А., Тлатова К.А.

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

MODELING THE FORMATION OF A LARGE-SCALE MAGNETIC FIELD AND FORECASTING ACTIVITY CYCLES

Tlatov A.G., Berezin I.A., Tlatova K.A.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo observatory, Kislovodsk, Russia

We studied the formation of the large-scale magnetic field using the Solar Flux Transport (SFT) model. We tested the model using test bipoles to test the model. We showed that for given transport parameters such as the diffusion coefficient, the meridional circulation velocity, and the tilt angle of the magnetic axis of the test bipoles, it is possible to find a latitude θ_1 at which the magnetic field from the leading polarity region penetrates into the opposite hemisphere, and a dipole magnetic field of the Sun is formed. At $\theta > \theta_1$ the magnetic field does not penetrate into the opposite field and the large-scale magnetic field tends to zero over time. Based on this, we concluded that active regions with latitude $\theta < \theta_1$ are important for the next activity cycle. We proposed prognostic indices for predicting the amplitude of activity cycles based on sunspot data in the current activity cycle with a correlation coefficient r>0.8.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-303-306

Модель переноса поверхностного потока (далее SFT) основана на идее, первоначально сформулированной Лейтоном [1]: радиальный магнитный поток на солнечной поверхности ведет себя как пассивное скалярное поле. Это значит, что поток переносится горизонтальными потоками плазмы, но без обратной реакции на эти потоки. Модель SFT оказалась успешной при воспроизведении структуры магнитного потока на реальной солнечной поверхности (фотосфере). В целом, успех модели SFT привел к важным приложениям как в качестве внутреннего граничного условия для экстраполяции магнитного поля в солнечной атмосфере, так и как внешнее граничное ограничение для моделей внутреннего динамо Солнца.

Мы реализовали SFT модель, используя разностную схему, аналогичную [2]. С помощью SFT модели можно проверить роль переноса магнитного потока полей ведущих областей AR через экватор, для формирования поля дипольного типа [3].

На рис. 1 показано SFT-моделирование солнечного цикла, в которое на основе магнитографических наблюдений были вставлены новые активные области. При соответствующих параметрах широтно-временная в модели SFT (рис. 1b) хорошо соответствует наблюдаемому графику времени-

широты (рис. 1а) на всех широтах. Основными параметрами потока, которые следует выбрать, являются меридиональный профиль потока и θ (θ) и коэффициент диффузии η . Характер магнитного потока в модели SFT в значительной степени определяется задаваемым членом S(θ , φ ,t), который представляет собой появление новых макроскопических активных областей на поверхности Солнца.



Рис. 1. *Слева.* Суперсиноптическая карта по наблюдениям магнитографа СТО. *Справа.* Моделирование поверхностного магнитного поля



Рис. 2. а) Диаграмма в координатах широта-время для биполя на широте $\theta = 10^{\circ}$ при $\eta = 500 \text{ км}^2/\text{c}$. b) Интенсивность магнитного поля в приполярных областях для биполя (a). c) Тоже, что и (a), но для биполя на широте $\theta = 30^{\circ}$. d) тоже что и (b), но для биполя (c).

Поскольку классическое уравнение SFT линейно относительно Br, решение представляет собой суперпозицию решений для каждой отдельной активной области, поэтому целесообразно рассмотреть отдельно эволюцию одной из этих областей.

Традиционно модели SFT рассматривают каждую активную область как биполярную магнитную область (BMR), с круговыми пятнами потока,

центрированными на локальных полюсах (θ -, φ -) и (θ +, φ +). Такое представление соответствует закону Джоя в том смысле, что ведущая полярность находится ближе к экватору. На рис. 2 представлены диаграммы изменения поверхностного магнитного поля для пробных биполей на широте $\theta = 10^{\circ}$ и широте $\theta = 30^{\circ}$. Тильт-угол был выбран 10°, коэффициент диффузии $\eta = 500 \text{ км}^2/\text{с}$, меридиональная скорость и дифференциальное вращение согласно [2]. Мы видим существенное различие в поведение поверхностного магнитного поля на относительно высокой широте $\theta = 30^{\circ}$ поле на северном полюсе со временем стремится к нулю. Для низкоширотного биполя $\theta = 10^{\circ}$ магнитное поле Солнца со временем становится дипольным. Как известно из динамо теорий, дипольное крупномасштабное поле является источником нового цикла активности. Таким образом, мы можем предположить, что только низкоширотные активные области влияют на следующий цикл активности.

Мы можем сконструировать прогностические индексы на основе гипотезы о различном вкладе активных областей в зависимости от их широты. Мы использовали данные групп солнечных пятен по данным RGO/UASF за период N: 13–25 циклов активности (http://solarcyclescience.com/activeregions.html).



Рис. 3. Прогноз амплитуды следующего цикла активности в Sum(S)_n в зависимости от индекса АО на низких широтах. а) Индекс от медианной широты $< \theta >$ и пороговой широты 20.5°. b) Индекс пятен с широтой менее 13°.

На рис. 3 представлены такие индексы. На рис. За используется медианная широта AO < θ >, при этом коэффициент корреляции с амплитудой следующего цикла составила r = 0.871. На рис. Зb представлен индекс, в котором учтены AO с широтой менее θ <13°. В этом индексе площадь пятен текущего цикла включена со степенью S⁴. Коэффициент корреляции индекса с амплитудой последующего цикла составил r = 0.89.

В обоих прогностических индексах присутствует критическая широта θ_{cr} . Чем больше АО с широтой менее этой величины $\theta < \theta_{cr}$, тем больше ожидаемая амплитуда следующего цикла активности. Под амплитудой мы

здесь считали суммарную площадь АО. Существование широты θ_{cr} соответствует нашему предположению, полученному из моделирования SFT. АО на широтах $\theta > \theta_{cr}$ слабо сказываются на формировании крупномасштабного поля дипольного типа, поскольку вследствие переноса на высокие широты, магнитные поля положительных и отрицательных частей биполей остаются в данном полушарии. Поскольку общий магнитный поток от всплывающих АО равен нулю, то в конечном итоге крупномасштабное поле стремится к нулю (см. рис. 2a и рис. 2b). В случае АО на низких широтах, за счет диффузии часть магнитного поля распадающихся АО может проникать через солнечный экватор (рис. 2с, рис. 2d). Поскольку центры частей АО ведущей полярности находятся ближе к экватору, то на противоположное полушарие проникают магнитные поля именно ведущей полярности. Как следствие формируется крупномасштабное магнитное поле с униполярными областями на высоких широтах противоположной полярности в различных полушариях. Считается, что именно такое крупномасштабное поле связано со следующим циклом активности. Приведенные расчеты и оценка критической широты могут использоваться для уточнения коэффициента диффузии меридиональной циркуляции.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 23-22-00165

- 1. Leighton, R.B. // Astrophys. J., 1964, vol. 140, pp. 1547–1562.
- 2. Caplan, R.M., Turtle, J.A., Linker, J.A., et al. // Bull. Am. Astron. Soc., 2022, vol. 54, no. 7, p. 2022n7i125p1.
- 3. *Tlatov A.G., Berezin I.A., Tlatova K.A. //* Geomagnetism and Aeronomy, 2024, Vol. 64, No. 7, pp. 182–187.

БИПОЛИ В РАСШИРЕННОМ ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Тлатов А.Г., Тлатова К.А.

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

BIPOLES IN THE EXTENDED SOLAR ACTIVITY CYCLE

Tlatov A.G., Tlatova K.A.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo observatory, Kislovodsk, Russia

The properties of magnetic bipoles have been analyzed. For this purpose, magnetic bipoles of different sizes have been identified based on SDO/HMI magnetic field observations in the period 2010–2023. The dependence of the length of the magnetic axis of bipoles l on the area of magnetic bipoles is studied. It is shown that there is a local maximum of the parameter l, corresponding to distances $l\sim20$ and 86 Mm. The distribution of bipoles in the solar cycle is considered depending on the magnetic polarity in the Hale law. It is shown that magnetic bipoles of polarity corresponding to the current 22-year magnetic cycle arise at high latitudes 2-4 years before the appearance of the first sunspots. Such a distribution of magnetic bipoles to the hypothesis of an extended activity cycle.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-307-310

Введение

Понимание солнечной активности и изменчивости имеет большое общественное значение из-за их потенциального влияния на Землю, ее климат и жизнь на ней, а также на гелиосферу. В моделях динамо считается, что тороидальное магнитное поле генерируется из полоидального поля посредством вращательного сдвига где-то в пределах зоны солнечной конвекции. Это тороидальное поле затем возникает на поверхности Солнца в виде наклонных биполярных магнитных областей (Bipolar magnetic Regions, BMR). Возникновение и эволюция BMR, а также эволюция глобальных свойств солнечного магнитного поля имеют решающее значение для понимания солнечного цикла и действия динамо в целом.

Магнитное поле на поверхности Солнца проявляется в виде большого разнообразия магнитных структур, которые значительно различаются как по размеру, так и по общему содержанию магнитного потока. Самые большие из этих структур образуют активные области (AO), BMR, которые характеризуются областями флоккул, порами и солнечными пятнами. В тоже время существуют малые BMR, не связанные с солнечными пятнами. Небольшие BMR появляются на поверхности Солнца, даже когда Солнце сравнительно спокойно. Самые маленькие из них называются эфемерными областями (ER) [1, 2]. Они имеют короткое время жизни, обычно от нескольких часов до одного дня. Эфемерные области появляются на высоких широтах за несколько лет до начала цикла солнечных пятен и продолжаются на низких широтах еще несколько лет после окончания цикла солнечных пятен. Такая картина активности носит название расширенного цикла солнечной активности (ESC) [3].

В данной работе мы исследуем свойства магнитных биполей Солнца, в том числе и биполей малого размера.

Данные и анализ данных

В качестве исходных данных нами использованы магнитограммы, полученные магнитографе космической обсерватории SDO/HMI в период 2010–2023 гг. экспозицией 45 сек. серии hmi.M_45s 5 наблюдений в день. Для выделения магнитных биполей применялась следующая процедура. Первоначально выделялись магнитные элементы интенсивность магнитного поля, в которых превышала некоторый пороговый уровень. Для магнитограмм SDO/HMI этот уровень составлял Bt = \pm 50 Гс. Магнитные элементы площадью менее 20 мдп не учитывались. Далее производилась процедура выделения биполярных элементов. Для этого каждой положительной области находилась парная отрицательная область, имеющая близкое значение магнитного потока abs(Φ -+ Φ +)/ abs(Φ -- Φ +)<50% и находящаяся на минимальном расстоянии dp. Такая же процедура проводилась и для отрицательных областей, для которых находилась соответствующая положительная область на минимальном расстоянии dn. Если выбранные пары совпадали, считалось, что биполярная область идентифицирована.

Для выделения ориентации биполей мы рассматривали угол, отсчитываемый от положительного элемента в направлении к отрицательному. Направление магнитной оси биполя на восток принималось за положительное, направление на запад за отрицательное. В процессе обработки мы могли использовать различные фильтры, прежде всего, выбирая биполи в нужном диапазоне площадей и расстояния от центрального меридиана.

На рис. 1 представлено распределение магнитных биполей в диапазоне площадей S: 20–300 мдп, что соответствует площади, типичной для эфемерных областей на Солнце. Цвет области зависит от преимущественного знака направления магнитной оси. Красный в направлении от положительного элемента к отрицательному на восток, синий – на запад. Общее число выделенных биполей составило около 110 тыс.

На рис. 1 мы видим крупномасштабные структуры, начинающиеся на высоких широтах и заканчивающихся у экватора. Это соответствует концепции расширенного цикла активности. Закономерности ESC расширяют крылья бабочки активности назад во времени, за 6–8 лет до появления солнечных пятен и на более высоких солнечных широтах. Появление магнитных биполей тесно связано с 11-летним циклом активности. Наибольшее число биполей находится в области существования солнечных пятен. Направление магнитной оси биполей эфемерных областей на средних и низких широтах соответствует направлению магнитной оси АО в Хэйловском цикле. Но мы также видим преимущественные направления биполей на высоких широтах ~50–60°.



Рис. 1. Распределение биполей площадью S:20–300 мдп. Цвет зависит от знака направления магнитной оси. Красный в направлении от положительного элемента к отрицательному на восток, синий – на запад.



Рис. 2. Распределение относительного числа биполей в зависимости от размера магнитной оси.

На рис. 2,3 представлены свойства магнитных биполей. Размер магнитной оси, т.е. расстояние между положительным и отрицательным магнитными центрами *l* не монотонно. На рис. 2 мы видим локальные максимумы около *l*~ 20 и 86 Мм. На рис. 3 мы рассмотрели связь тильт-угла и размера магнитной оси биполей. На этой диаграмме мы видим локальные максимумы, возможно, связанные с влиянием супергрануляции. Ранее близкие неоднородности были найдены в распределении тильт-угла [4].



Рис. 3. Плотность распределение количества биполей в координатах тильт-угол размер магнитной оси биполей.

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ № 23-22-00165.

- 1. Harvey, K.L., & Martin, S.F. // Sol. Phys., 1973, 32, 389.
- 2. Harvey, K.L. 1993, PhD Thesis, University of Utrecht, The Netherlands.
- 3. Wilson, P.R., Altrocki, R.C., Harvey, K.L., et al. // Nature, 1988, 333, 748.
- 4. Tlatov A.G., Tlatov K.A. // Geomagnetism and Aeronomy, 2018, V. 58, No. 7, pp. 959–965.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЕ ВРАЩЕНИЕ И МЕРИДИОНАЛЬНЫЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ ОТДЕЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН

Тлатова К.А., Тлатов А.Г.

Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия

DIFFERENTIAL ROTATION AND MERIDIONAL MOVEMENTS OF INDIVIDUAL SUNSPOTS

Tlatova K.A., Tlatov A.G.

Kislovodsk Mountain Astronomical Station of the Pulkovo observatory, Kislovodsk, Russia

An analysis of the longitudinal and meridional movement of individual sunspots and pores was performed based on the processing of observations from the HMI/SDO space observatory in the period 2010–2024. It was found that the rotation rate of sunspots depends on the magnetic polarity in the 22-year Hale magnetic cycle. Leading polarity sunspots rotate more than ~2% faster than trailing polarity sunspots. The meridional motion of sunspots was also analyzed. It was found that the speed of meridional movement of sunspots also depends on their magnetic polarity. The velocity of sunspots of leading polarity are directed toward the equator, and those of tail polarity are directed toward the poles.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-311-314

Введение

Движения солнечных пятен широко используются для изучения дифференциального вращения Солнца. В работе Ньютона и Нанна [1] была найдена квадратичная зависимость сидерической скорости вращений синуса широты: $\omega(\theta) = A + B \sin^2 \theta = 14.38^\circ - 2.38^\circ \cdot \sin^2 \theta \text{ deg/day}$, где θ – широта. Gilman and Howard 1984, 1985 [2, 3], выполнили анализ вариаций вращения отдельных солнечных пятен по данным обсерватории Маунт-Вилсон. Они обрабатывали фотографические пластики наблюдений в белом свете за период 1917–1983. В работе [2] авторы показали, что существуют вариации вращения с фазой цикла солнечной активности. В [3] для анализа брались пятна со временем жизни не менее 2 дней. Было обнаружено, что пятна-лидеры вращаются быстрее, чем пятна-ведомые, примерно на 0,1 градуса в день, или 14 м/с.

Солнечные пятна также могут двигаться в меридиональном направлении, то есть в направлении полюсов. Анализ данных Гринвичской обсерватории 1874–1935 [4] показал, что движение групп пятен направлено к экватору на низких широтах и к полюсу на высоких широтах достигая значений 0.01 deg/day ил 14 m/s.

В данном исследовании мы рассмотрим скорость долготного и меридионального перемещения отдельных солнечных пятен, сосредоточившись на различных типах солнечных пятен.

Данные и анализ данных

Для анализа мы использовали характеристики отдельных солнечных пятен. За основу взяли наблюдения обсерватории SDO/HMI серий hmi.Ic_45s и hmi.M_45s, выполненные в один и тот же момент времени. Мы брали 5 изображений за каждый день на моменты времени, близкие к 00:00, 05:00, 10:00, 15:00 и 20:00 UT. Основными данными для обработки были изображения в "белом" свете (hmi.Ic_45s), на которых выделялись солнечные пятна и ядра солнечных пятен. Для каждого пятна проводилось выделение ядер и полутени. Для определения полярности магнитного поля мы накладывали границы пятен на наблюдения магнитных полей (hmi.M_45s) и определяли максимальное, вдоль луча зрения, магнитное поле.

Солнечные пятна можно разделить по полярности магнитного поля. Для определения полярности поля мы использовали наложение границ пятен, выделенных в континууме на магнитограммы магнитного поля, выполненные на том же телескопе в тот же момент времени. Для определения знака полярности ведущих и хвостовых пятен использовался закон Хэйла. Всего было выделено ~117 тыс. пятен ведущей полярности и 95 тыс. хвостовой полярности, в которых была определена скорость долготного перемещения. На рис. 1 представлены скорости вращения пятен отдельно для ведущей и хвостовой полярности. Мы также разделили солнечные пятна по морфологии. На рис. 1а представлены скорости вращения для солнечных пор, т.е. пятен без полутени. Как правило, это пятна площадью меньше S<20 мдп. На рис. 1b представлены скорости вращения солнечных пятен, то есть структур, имеющих ядра и полутени. Для сравнения пунктиром нанесена скорость вращения по формуле [1]. Можно отметить две особенности. Солнечные пятна и поры хвостовой полярности вращаются медленнее, чем пятна ведущей полярности. Также солнечные поры вращаются медленнее, чем регулярные пятна.



Рис. 1. Скорость вращения солнечных пятен и пор ведущей и хвостовой полярности магнитного поля. Пунктиром проведена скорость вращения NN. a) солнечные поры; b) солнечные пятна.



Рис. 2. Скорость меридионального смещения для солнечных пятен и пор ведущей и хвостовой полярности в зависимости от широты. Пунктиром представлены аппроксимации. Слева для солнечных пор. Справа для солнечных пятен. Отрицательные скорости перемещения соответствуют смещению в направления южного полюса, положительные к северному полюсу.

По нашим данным из положения отдельных пятен и пор можно также найти скорости меридионального перемещения, то есть перемещений в направлении полюсов Солнца. На рис. 2 представлены скорости перемещения отдельно для солнечных пор (рис. 2а) и для солнечных пятен (рис. 2b). Мы также разделили пятна обоих этих типов по знаку полярности магнитного поля. Можно отметить, что пятна хвостовой полярности, как правило, перемещаются к полюсу в каждом полушарии. А пятна ведущей полярности смещаются в направление к экватору.



Рис. 3. Слева, схема формирования пятен и пор с глубиной Солнца. Скорость вращения с глубиной взята из [5]. Справа, схема влияния собственных движений пятен ведущей и хвостовой полярности при всплытии силовой трубки.

Выводы

Проведенный анализ показал, что солнечные поры вращаются медленнее, чем солнечные пятна. Возможно, это связано с разными глубинами "привязки" магнитных структур (рис. 3а). Поры – это мелкие структуры, на которых влияют верхние слои конвективной зоны. Регулярные солнечные пятна имеют большие глубины и потому вращаются быстрее. Также мы получили, что регулярные солнечные пятна вращаются с большей дифференциальностью, чем солнечные поры. Возможно, это также связано с глубиной привязки солнечных пятен в области максимальных скоростей вращения под фотосферой Солнца (рис. 3). Можно сделать вывод, что, исследуя скорость вращения солнечных пятен, можно оценить скорость вращения лептоклина, или приповерхностного слоя с глубиной г>0.95 R₀.

На вращения пятен оказывают влияние собственные движения (рис. 3b). При всплытии силовой трубки происходит перемещение оснований. Это приводит к росту скорости вращения пятен ведущей полярности и замедлению наблюдаемой скорости вращения для хвостовых пятен. Заметим, что при распаде активной области или достижения максимальной удаленности между ведущей и хвостовой областями, пятна продолжают расходиться, то есть двигаться с различной скоростью вращения. Возможно, здесь влияет широтная удаленность пятен различной полярности, и как следствие дифференциальное вращение. Также гипотеза всплывающей магнитной трубки и существующего тильт-угла активной области может объяснить различные направления смещения в направлении север-юг для пятен ведущей и хвостовой полярности (рис. 2a,b).

Работа выполнена при частичной поддержке госзадания Минобрнауки РФ № 075-03-2024-113.

- 1. Newton H.W., Nunn M.L. // MNRAS, 1951, 111, 41.
- 2. Gilman, P.A.; Howard, R. // ApJ, 1984, 283, 385-391.
- 3. Gilman, P.A.; Howard, R. // ApJ, 1985, 295, p. 233-240.
- 4. Tuominen, J. // Z. Astrophys., 1962, 55, 110.
- 5. Howe R., Christensen-Dalsgaard J., Hill F., et al. // Science, 2000, 287, 2456.

РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕСТОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ ПРИЛИМБОВОЙ ЗОНЫ СОЛНЦА НА ВОЛНЕ 3.5 СМ НА РТ-32 ИПА РАН

Топчило Н.А.¹, Рахимов И.А.², Андреева Т.С.², Петерова Н.Г.³

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ²Институт прикладной астрономии РАН, Санкт-Петербург, Россия ³СПб филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия

RESULTS OF TEST OBSERVATIONS OF THE SOLAR LIMB ZONE AT A WAVE OF 3.5 CM ON THE RT-32 IAA RAS

Topchilo N.A.¹, Rakhimov I.A.², Andreeva T.S.², Peterova N.G.³

¹St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia ²Institute of Applied Astronomy RAS, St. Petersburg, Russia ³St. Petersburg Branch of Special Astrophys. Obs. RAS, St. Petersburg, Russia

The report presents the first results of test observations carried out starting in April 2024 on the RT-32 radio telescope of the "Svetloe" Observatory at a wavelength of 3.5 cm. The observations were carried out in the quasi-circular scanning mode – a scanning option when the telescope sequentially monitors a number of points located on a circle.

With the beam width of this instrument being 4 arcminutes, active regions and their sunspot components are easily identified in the entire limb zone, which is problematic, for example, for the RATAN-600 radio telescope. While not having high resolution, RT-32 successfully detects faint sources above the solar limb, which are poorly visible on SRH radioheliograph. And the joint use of all three RT-32 radio telescopes makes it possible to monitor solar activity in the summer almost throughout the day.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-315-318

1. Введение

Наблюдения, выполненные на микроволнах, показали, что хромосфера, переходная область и нижняя корона содержат большое количество нестационарных 3-х мерных структур разных типов и размеров. Яркость, размеры и взаимное расположение отдельных структур достаточно хорошо определяются путем картографирования диска Солнца с помощью современных радиогелиографов (SRH, Nobeyama), интерферометров (ALMA) и крупных антенн переменного профиля (PATAH-600). Но исследование высотной структуры источников, необходимые для их адекватного моделирования, по наблюдениям центральных областей диска Солнца оказываются затруднительными и весьма неоднозначными. Естественным решением здесь является наблюдение источников в прилимбовой зоне, особенно в ее залимбовой части, когда высотная структура источника отображается непосредственно в картинной плоскости. Однако наблюдения в этой области значительно затруднены из-за наличия сильного высотного градиента яркости солнечной атмосферы. При этом обычно используемый в радионаблюдениях метод растрового картографирования приводит к большим ошибкам при выделении источников на лимбе Солнца.

Для повышения точности прилимбовых наблюдений был предложен и реализован иной метод [1] – круговое сканирование, когда телескоп движется по кругу относительно центра диска Солнца. Самыми первыми из числа крупных инструментов были использованы РТ-22 ФИАН и РТ-22 КрАО. С их помощью в 80-х – 90-х годах проводились наблюдения солнечных протуберанцев за лимбом Солнца и волокон на диске в прилимбовых областях на волнах 8 мм и 1.35 см. Оценки точности измерения интенсивности составили ~1% от уровня спокойного Солнца и 0.01% в круговой поляризации. Были определены их положение, размеры вдоль лимба и высоты, измерено магнитное поле. Отмечены случаи наблюдений подъема и разрушения протуберанцев, а также выбросов корональной массы (СМЕ). Измерены значения радиорадиуса Солнца [2].

Исходя из предыдущего опыта, предлагается реализовать этот метод на радиотелескопах РТ-32, входящих в комплекс «Квазар-КВО» ИПА РАН. Технически это аналогично предыдущим наблюдениям, но в более длинноволновом участке спектра (3.5–12 см).

2. Методы и примеры прилимбовых наблюдений Солнца на РТ-32 ИПА РАН

Изначально радиоастрономический РСДБ комплекс «Квазар-КВО» предназначался для решения навигационных проблем. Однако его технические характеристики оказались очень подходящими для проведения исследований микроволнового излучения Солнца. На этих радиотелескопах нами проводились **эпизодические** наблюдения солнечных затмений [3] методом слежения за избранными объектами в период их покрытия/открытия диском Луны. Более сложные режимы наблюдения, в основном связанные со сканированием объекта, ранее не использовались, поскольку не были реализованы в используемом на телескопах варианте программного обеспечения Mark IV «Field System».

На начальном этапе работы предполагалось проведение предварительных наблюдений с целью определения типов доступных для наблюдения объектов и точности их измерения.

Для ускорения работы было предложено использовать дискретный вариант кругового сканирования – квазикруговое сканирование, когда телескоп последовательно отслеживает ряд точек, расположенных по кругу. Математически это соответствует замене непрерывной функции набором небольшого числа точек. Для радиуса Солнца ~16' и ширине ДН ~4' минимальное количество точек слежения на скане края Солнца ~50.

Наблюдения проводились в течение 8 (случайно выбранных) дней в марте – мае 2024 г. в обс. Светлое на волне 3.5 см (правая поляризация). Сканы, нормированные к уровню спокойного Солнца, приведены на рис. 1.

«Солнечная и солнечно-земная физика – 2024», Санкт-Петербург, Пулково, 7 – 11 октября



Рис. 1. Примеры полных круговых сканов в диапазоне радиусов 8–23 угл. мин., полученные в апреле – мае 2024 г. на РТ-32 в обс. Светлое на волне 3.5 см.

Приведенные сканы демонстрируют, что заметная активность наблюдается не только на диске Солнца, но и далеко за лимбом. По наборам круговых сканов строились карты Солнца в двух вариантах – в полной интенсивности и с вычетом крупномасштабной фоновой составляющей (уровнем спокойного Солнца) для каждого скана. Полученные карты сопоставлялись с изображением Солнца в других диапазонах длин волн (Нα, Са и др.) и на других инструментах (SRH, РАТАН-600) и показали взаимное соответствие отдельных структурных деталей изображений.



Рис. 2. Пример наблюдения активной петельной структуры на западном лимбе Солнца. Положение источника отмечено красной окружностью. На рисунках в правых двух столбцах даны синхронные изображения на 171 А и записи на РАТАН-600 для трех моментов времени в период снятия карты на РТ-32.

По результатам сравнения изображений сделан предварительный качественный вывод, что большинство объектов вблизи лимба на 3.5 см связаны с активными областями на диске Солнца или горячими (вспышечными) петлями над ними (см. рис. 2). Наблюдавшиеся протуберанцы на 3.5 см видны плохо (см. рис. 3), что естественно из-за их низкой температуры и



Рис. 3. Пример наблюдения протуберанца 25.03.2024 на восточном лимбе Солнца. Положение протуберанца на рисунках отмечено красной окружностью.

широкой ДН у РТ-32. В целом, сравнение полученных карт с данными радиогелиографа SRH (на 6 ГГц) показали их совпадение с поправками на разницу в угловом разрешении.

3. Заключение

Наблюдения с помощью крупных одиночных антенн, безусловно, проигрывают в угловом разрешении интерферометрическим наблюдениям, однако они имеют и свои преимущества, позволяющие проводить:

1. Прямое измерение высот/размеров стационарных корональных объектов по наблюдениям их положения на лимбе Солнца;

2. Наблюдение протуберанцев и измерение их магнитного поля;

3. Наблюдения динамики поствелышечного состояния области краевой или окололимбовой вспышки;

4. Наблюдение СМЕ в нижней короне, недоступное наблюдениям на LASCO;

5. Регулярные измерения радиорадиуса Солнца.

- 1. Топчило Н.А. Автоматизированные наблюдения Солнца. II. Методы наблюдений // Вестник ЛГУ. 1983. № 1. С. 99-110.
- 2. *Топчило Н.А., Нагнибеда В.Г., Петерова Н.Г.* Опыт исследований прилимбовой зоны Солнца по наблюдениям на крупных полноповоротных радиотелескопах // Труды ИПА РАН. 2023. Вып. 65. С. 42–53.
- 3. *Иванов Д.В., Рахимов И.А., Дьяков А.А. и др.* Итоги исследований Солнца по наблюдениям солнечных затмений на радиотелескопах ИПА РАН за период 1999–2022 гг. // Труды ИПА РАН. 2023. Вып. 65. С. 7–22.

ИЗОТОПНАЯ И СОЛЯРНАЯ ГЕОХРОНОЛОГИЯ И КЛИМАТОСТРАТИГРАФИЯ НЕОПЛЕЙСТОЦЕНА И ГОЛОЦЕНА

Федоров В.М.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

ISOTOPIC AND SOLAR GEOCHRONOLOGY AND LIMATOSTRATIGRAPHY OF THE PLEISTOCENE AND HOLOCENE

Fedorov V.M.

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

It is shown that the isotope-oxygen scales of geochronology and climatostratigraphy of the Neopleistocene and Holocene are based on minor variations of the $\delta^{18}O$ index. The range of fluctuations of $\delta^{18}O$ in the Neopleistocene is about 0.002, and 0.001 at an earlier time. The data of isotope-oxygen analysis are adjusted according to the values of orbital characteristics or summer insolation at 65 degrees north latitude. Three stratigraphic units based on the dynamics of the Earth's solar climate in the Neopleistocene and Holocene (stages of about 400millennial cycle, solar epochs and phases of climatic precession) are proposed in the work. Based on the selected geochronological units, a scale of solar (astronomical) geochronology was created and a chronological adjustment of the climatostratigraphic scheme of the East European Plain (Northern Eurasia) was performed. As a result of the chronological adjustment, a complete energy correspondence of glacial and interglacial climatic epochs with periods of negative and positive epochal averages of the summer irradiation anomaly of the Northern Hemisphere was obtained.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-319-322

В настоящее время широкое распространение в палеогеографии, четвертичной геологии и стратиграфии плейстоцена получили схемы, построенные на изменении соотношении изотопов кислорода (δ^{18} O) в составе донных фораминифер. При этом грандиозные изменения природной среды в неоплейстоцене (развитие мощных материковых оледенений, их исчезновение, понижение и повышение уровня Мирового океана на 100 и более метров, формирование мощных толщ многолетнемерзлых пород и др.) отражаются изменениями показателя δ^{18} О в весьма узком диапазоне от 0,002 (2 ‰) в неоплейстоцене до 0,001 (1 ‰) в более раннее время. В изотопнокислородном (ИК) составе плейстоценовых морских отложений выделяются периодичности (около 100, 41 и 23 тысячи лет), соответствующие периодам изменения эксцентриситета, наклона оси вращения и долготы перигелия, соответственно, регулирующих облучение Земли. Все известные ИК шкалы настраивались по различным инсоляционным или орбитальным кривым. ИК шкала глубоководной записи, полученная Ж. Хейсом с коллегами [7], настраивалась по рассчитанным А. Вернекаром значениям инсоляции в летнее калорическое полугодие для 65° с.ш. [12]. ИК шкала в отдельных частях колонки сдвигалась для обеспечения лучшего фазового соответствия между палеоклиматическим откликом и астрономическими характеристиками [7]. При анализе результатов и создания ИК шкалы Дж. Имбри применялся метод орбитальной регулировки, который заключался в подгонке значений δ^{18} О под теоретически рассчитанные кривые прецессии, угла наклона оси и эксцентриситета. Эти расчеты были выполнены А. Берже [5, 8]. Созданная Ф. Бассино с коллегами ИК шкала [4] настраивалась по значениям июльской инсоляции на 65° с.ш. [6]. Хронологические погрешности таких настроек не приводятся. Основой геохронологии плейстоцена в настоящее время является ИК шкала, созданная на базе модели LR04 [11]. LR04 – орбитально настроенная стратиграфическая модель, основанная на осредненных по 57 колонкам данных ИК анализа бентосных фораминифер. Результаты этого анализа настраивались по инсоляции 65° с.ш. 21 июня [11]. Для настройки использовались расчеты Ж. Ласкара с коллегами [9]. То есть, настройка ИК кривой в модели LR04 для Земли осуществляется по облучению одной из 180 параллелей в один из 365/366 дней в году.

По астрономическим эфемеридам [10] по ранее разработанной методике [3] рассчитывалось годовое и сезонное облучение Земли (рисунок).



Рисунок. Изменение летней ИО Северного полушария в неоплейстоцене.

В результате анализа полученных данных по интенсивности облучения (ИО) Земли был определен эффект разделения сезонного облучения по фазам эксцентриситета или годовой интенсивности получения. Также были выделены стадии высокоамплитудных (ВАК) и низкоамплитудных (НАК) колебаний годовой и сезонной интенсивности облучения в около 400-тысячелетнем цикле. Рассчитаны фазы климатической прецессии (ФКП), которые по отношению к среднему многолетнему значению летней ИО в Северном полушарии (положительные или отрицательные) были отнесены к теплым или холодным ФКП.

На основе анализа вековых вариаций приходящей радиации для неоплейстоцена определяются три геохронологические единицы, отражающие динамику солярного климата Земли, которые могут составить основу солярной (астрономической) геохронологии и климатостратиграфии неоплейстоцена и голоцена.

1) Стадии НАК и ВАК около 400-тысячелетнего цикла эксцентриситета и годовой ИО, отличающиеся различной амплитудой колебания летней ИО (в 2,025 раза). Продолжительность стадии ВАК составляет около 300 тысяч лет, стадии НАК – около 100 тысяч лет. Стадии ВАК и НАК проявляются в полушариях синхронно.

2) Солярные эпохи (с.э.) связаны с динамикой эксцентриситета, которой регулируется изменение годовой ИО Земли и полушарий, а также амплитуды сезонного облучения полушарий. Следствием этого является эффект разделения сезонного облучения по фазам годовой ИО. Фазе увеличения годового облучения в Северном полушарии соответствует теплая солярная эпоха, фазе уменьшения – холодная. Продолжительность теплых и холодных солярных эпох в среднем составляет около 50 тысяч лет. Теплые и холодные солярные эпохи проявляются в полушариях асинхронно.

3) Основная дисперсия солярного климата определяется климатической прецессией, происходящей на фоне периодически повторяющихся теплых и холодных солярных эпох. Продолжительность теплых и холодных ФКП в среднем составляет 10–11 тысяч лет. Эта периодичность связана с динамикой долготы перигелия. На основе отмеченных периодичностей в изменении солярного климата создана шкала солярной (астрономической) геохронологии неоплейстоцена и голоцена Северного полушария, а также выполнена корректировка климатостратиграфической схемы неоплейстоцена Восточно-Европейской равнины [1], построенной по данным спорово-пыльцевого анализа и результатам ЭПР метода абсолютного датирования скелетных остатков малакофауны [2]. Настройка основывалась на принятии в качестве критериев следующих правил: холодная климатическая эпоха, как правило, должна начинаться и заканчиваться холодными ФКП; теплая климатическая эпоха, как правило, должна начинаться и заканчиваться теплыми ФКП;

В результате выполненной по этим критериям коррекции получено энергетическое соответствие в облучении Северного полушария Земли и климате Восточно-Европейской равнины. Достигнуто полное соответствие теплых климатических эпох периодам с положительными средними аномалиями летней ИО и холодных климатических эпох – периодам с отрицательными аномалиями. Для обобщенных по крупным регионам климатостратиграфических схем такое энергетическое соответствие представляется естественным, при принятии ведущей роли радиационного фактора в изменении глобального климата Земли в геологическом прошлом.

- 1. Болиховская Н.С. Пространственно-временные закономерности развития растительности и климата Северной Евразии в неоплейстоцене // Археология, этнография и антропология Евразии. 2007. № 4 (32). С. 2–28.
- 2. Болиховская Н.С., Молодьков А.Н. К корреляции континентальных и морских четвертичных отложений Северной Евразии по палинологическим данным и результатам ЭПР датирования / Актуальные проблемы палинологии на рубеже третьего тысячелетия. М:, 1999. С. 25–51.
- 3. Федоров В.М. Проблемы параметризации радиационного блока физикоматематических моделей климата и возможности их решения // Успехи физических наук, 2023. Т. 193. № 9. С. 971–988. DOI: 10.3367/UFNr.2023.03.039339
- 4. *Bassinot F.C., Labeyrie L.D., Vincent E., et al.* The astronomical theory of climate and the age of the Brunhes-Matuyama magnetic reversal // Earth Planet. Sci. Lett. 1994. Vol. 126. P. 91–108.
- 5. *Berger A*. Long-term variation of caloric insolation resulting from the Earth's orbital elements // Quat. Res., 1978. V. 9. P. 139–167.
- 6. Berger A., Loutre M.F. Astronomical solutions for paleoclimate studies over the last 3 million years // Earth Planet. Sci. Lett., 1992. V. 111. P. 369–382.
- 7. *Hays J.D., Imbrie J., Shackleton N.* Variation in the Earth's orbit: pacemaker of the ice ages // Science. 1976. V. 194. P. 1121–1132.
- Imbrie J., Hays J.D., Martinson D.G., et al. The orbital theory of Pleistocene climate: Support from a revised chronology, of the marine δ¹⁸O record / In: Milankovitch and Climate, Part 1, edited by A. Berger. New York: Springer, 1984. P. 269–305.
- 9. Laskar J., Robutel P. The chaotic obliquity of the planet // Nature, 1993. V. 361. P. 608–612.
- Laskar J., Fienga A., Gastineau M. and Manche H. La2010: a new orbital solution for the long-term motion of the Earth // Astronomy & Astrophysics 2011. V. 532, A89 DOI: 10.1051/0004-6361/201116836
- 11. *Lisiecki L.E., Raymo M.E.* A Pliocene-Pleistocene stack of 57 globally distributed benthic δ^{18} O records // Paleoceanography, 2005. V. 20. PA1003. P. 1–17. DOI:10.1029/2004PA001071.
- 12. *Vernekar A*. Long-period global variations of incoming solar radiation // Series: Meteorological Monographs. American Meteorological Society, 1972. V. 12. № 34. 128 p.

ОСОБЕННОСТИ СООТНОШЕНИЙ СЕЗОННОГО И ГОДОВОГО ОБЛУЧЕНИЯ ЗЕМЛИ В НЕОПЛЕЙСТОЦЕНЕ

Федоров В.М., Фролов Д.М.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

FEATURES OF THE RATIOS OF SEASONAL AND ANNUAL IRRADIATION OF THE EARTH IN THE PLEISTOCENE

Fedorov V.M., Frolov D.M.

Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The analysis of changes in seasonal irradiation by phases of annual irradiation of the Earth is carried out. Annual exposure is closely related to the dynamics of eccentricity (correlation coefficient 0.977). It was determined that the summer irradiation of the Northern Hemisphere in the phases of increasing annual irradiation (and eccentricity) by an average of 2.073 W/m^2 (0.486%) exceeds the summer irradiation of the Northern Hemisphere in the phases of decreasing annual irradiation. Winter irradiation of the Northern Hemisphere in the phases of an increase in annual irradiation by an average of 1,169 W/m^2 (0.460%) is inferior to winter irradiation in the phases of a decrease in annual irradiation. Winter exposure in the Southern hemisphere in the phases of increasing annual exposure exceeds winter exposure in the phases of decreasing annual exposure, on average by 1.2 W/m^2 (0.472%). Summer radiation in the Southern hemisphere in the phases of increasing annual exposure is on average 1,973 W/m^2 (0.427%) less than in the phases of decreasing annual exposure. The effect of the separation of seasonal irradiation into phases of increasing and decreasing annual exposure to irradiation (eccentricity) can explain the mechanism of manifestation of the 100thousand-year cycle in changes in the components of the natural environment in the Neopleistocene.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-323-326

В настоящее время основу геохронологии и климатостратиграфии неоплейстоцена (последние 800 тысяч лет) составляют схемы, построенные на изменении соотношений изотопов кислорода (б¹⁸О) в составе донных фораминифер – морские изотопные стадии [5, 7, 10]. В изотопнокислородном (ИК) составе неоплейстоценовых морских отложений выделяются периодичности (около 100, 41 и 23 тысяч лет) соответствующие периодам изменения эксцентриситета, наклона оси и долготы перигелия, регулирующих облучение Земли. Однако, механизм проявления 100тысячелетней периодичности не определен [1, 3]. Шкалы, составляющие основу ИК геохронологии, настраиваются по летним инсоляционным кривым (рассчитанным для 65° с.ш.) [2, 5, 7, 10]. Следовательно, актуальным представляется исследование механизма образования проявляющегося в изотопно-кислородного морских изменении состава отложений 100-тысячелетнего цикла эксцентриситета земной орбиты в связи с изменением солярного климата Земли.

Расчёты годового (рисунок) и сезонного облучения выполнялись на основе модели Ж. Ласкара [6, 8, 9], по ранее разработанной методике [4]. Максимальный размах изменений годовой ИО в неоплейстоцене составляет 0,432 Вт/м² (0,127% от среднего). Годовая ИО Земли и полушарий тесно связана с динамикой эксцентриситета земной орбиты (коэффициент корреляции 0,977).



Рисунок. Изменение годового облучения Земли в неоплейстоцене.

Рассчитывались средние значения сезонной интенсивности облучения полушарий для фаз увеличения и уменьшения годовой ИО (таблица 1).

,								
Фаза годовой	Время,	Летняя ИО	Зимняя ИО	Зимняя ИО	Летняя ИО			
ИО	тысяч лет	в СП,	в СП,	в ЮП,	в ЮП,			
	назад	BT/M^2	BT/M^2	BT/M^2	BT/M^2			
Уменьшения	782,0-750,0	424,296	255,358	254,062	426,530			
Увеличения	749,5 - 693,0	427,344	253,523	254,124	426,309			
Уменьшения	692,5 - 644,0	426,277	254,550	254,407	426,308			
Увеличения	643,5 - 595,0	427,668	253,950	255,617	424,855			
Уменьшения	594,5 - 534,0	425,062	255,149	252,991	428,653			
Увеличения	533,5 - 495,0	426,448	254,274	254,530	425,873			
Уменьшения	494,5 - 436,0	426,352	254,014	254,183	426,200			
Увеличения	435,5 - 408,0	426,965	253,065	253,475	426,483			
Уменьшения	407,5 - 374,5	425,128	254,975	254,686	425,425			
Увеличения	374,0-308,0	427,357	253,648	254,917	425,203			
Уменьшения	307,5 - 268,0	424,396	255,551	253,205	428,250			
Увеличения	267,5 - 215,0	429,013	253,209	255,753	424,594			
Уменьшения	214,5 - 153,5	425,021	255,462	252,761	429,547			
Увеличения	153,0 - 117,0	428,363	253,456	255,363	425,065			
Уменьшения	116,5 - 36,5	426,011	254,379	253,847	427,106			
Увеличения	36,0 - 11,0	425,972	254,957	255,963	423,856			

Таблица 1. Средние значения сезонного облучения полушарий в фазы уменьшения и увеличения годовой интенсивности облучения

Примечание: СП – Северное полушарие, ЮП – Южное полушарие
Летняя интенсивность облучения Северного полушария в фазы увеличения годовой ИО (и эксцентриситета) в среднем на 2,073 Вт/м² превышает летнюю ИО Северного полушария в фазах уменьшения годовой ИО. Это составляет 0,486% от среднего для неоплейстоцена значения летней ИО в Северном полушарии (426,414 Вт/м²). Интенсивность зимнего облучения Северного полушария в фазы увеличения годовой ИО в среднем на 1,169 Вт/м² уступает зимней ИО Северного полушария в фазы увеличения в фазах уменьшения годовой ИО, что составляет 0,460% от среднего для неоплейстоцена значения зимней ИО (254,280 Вт/м²).

Зимняя ИО в Южном полушарии в фазы увеличения годовой ИО превышает значения зимней ИО в фазы уменьшения годового облучения, в среднем на 1,2 Вт/м² (0,472%). Летняя ИО в Южном полушарии в фазы увеличения годовой ИО в среднем на 1,973 Вт/м² (0,427%) меньше, чем в фазы уменьшения годовой ИО (табл. 2). Таким образом, в летнее в Северном полушарии и зимнее в Южном полушарии отмечается прямой эффект фазового разделения сезонной интенсивности облучения полушарий по фазам колебания годовой ИО. В зимнее в Северном полушарии и летнее в Южном полушарии полугодие проявляется обратный эффект (табл. 2).

Северное полушарие				
Летнее полугодие	Зимнее полугодие			
$+2,073 \text{ BT/M}^2 (0,486\%)$	-1,169 Вт/м ² (-0,460%)			
Южное полушарие				
Зимнее полугодие	Летнее полугодие			
$+1,2 \text{ Bt/m}^2 (0,472\%)$	-1,973 Вт/м ² (-0,427%)			

Таблица 2. Средние значения разделения интенсивности сезонного облучения в полушариях в фазу увеличения годовой ИО

Эффект разделения сезонного облучения по фазам изменения годовой интенсивности облучения Земли и полушарий (или эксцентриситета земной орбиты) позволяет объяснить механизм влияния 100-тысячелетнего цикла на изменения природной среды и причины его проявления в изотопно-кислородном составе донных фораминифер и ледовых кернов. Вариации разделения сезонной ИО втрое (в относительных величинах) превышают размах, имеющих такую же периодичность колебаний годовой ИО Земли и полушарий. Эффект связан с тем, что динамикой эксцентриситета (которым определяется динамика годовой ИО Земли и полушарий) модулируется изменение амплитуды сезонных ИО в полушариях. При увеличении эксцентриситета земной орбиты размах колебаний сезонных (летних и зимних) ИО в полушариях возрастает. При уменьшении эксцентриситета размах колебаний сезонных ИО уменьшается.

На основе эффекта сезонного разделения в солярном климате Земли в неоплейстоцене выделяются 7 теплых и 9 холодных солярных эпох (солярная эпоха 36,0 – 11,0 относится к холодной) (табл. 1), соответствующих

в Северном полушарии фазам увеличения и уменьшения эксцентриситета земной орбиты, которые могут стать основой солярной геохронологии и климатостратиграфии неоплейстоцена.

- 1. Большаков В.А. Новая концепция орбитальной теории палеоклимата. М.: МГУ, 2003. 256 с.
- 2. *Bassinot F.C., Labeyrie L.D., Vincent E., et al.* The astronomical theory of climate and the age of the Brunhes-Matuyama magnetic reversal// Earth Planet. Sci. Lett., 1994. V. 126. P. 91–108.
- Berger W.H. The 100-kyr ice age cycle: internal oscillation or inclinational forsing? // International Journal of Earth Sciences, 1999. V. 88 (2). P. 305–316. DOI:10.1007/s005310050266
- Fedorov V.M., Kostin A.A. The Calculation of the Earth's Insolation for the Period 3000 BC-AD 2999 Processes in GeoMedia, 2020. V. I. Springer Geology P. 181–92. DOI: 10.1007/978-3-030-38177-6_20
- 5. *Hays J.D., Imbrie J., Shackleton N.* Variation in the Earth's orbit: pacemaker of the ice ages // Science. 1976. V. 194. P. 1121–1132.
- 6. https://vo.imcce.fr/insola/earth/online/earth/La2004/index.html
- Imbrie J., Hays J., Martinson D., et al. The orbital theory of Pleistocene climate: support from a revised chronology of the marine δ18 O record // Milankovitch and Climate. NATO ASI Ser. C. 126. Eds. Berger A.L. et al. Dordrecht: Reidel, 1984. P. 269–305.
- 8. Laskar J., Robutel P., Joutel F., et al. A long-term numerical solution for the insolation quantities of the Earth // Astronomy & Astrophysics 2004. V. 428. № 1. P. 261–285. DOI: 10.1051/0004-6361:20041335
- Laskar J., Fienga A., Gastineau M. and Manche H. La2010: a new orbital solution for the long-term motion of the Earth // Astronomy & Astrophysics 2011. V. 532. A89. DOI: 10.1051/0004-6361/201116836.
- Lisiecki L.E., Raymo M.E. A Pliocene–Pleistocene stack of 57 globally distributed benthic δ180 records // Paleoceanography, 2005. V. 20. PA 1003. DOI: 10.1029/2004PA001071

РАССЕЯНИЕ И УСКОРЕНИЕ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ СОГЛАСОВАННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С НЕСТАЦИОНАРНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ ВИСТЛЕРОВ ВО ВСПЫШЕЧНОЙ ПЕТЛЕ

Филатов Л.В.¹, Мельников В.Ф.²

¹Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, Нижний Новгород, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

SCATTERING AND ACCELERATION OF NON-THERMAL ELECTRONS IN CONSISTENT INTERACTION WITH NON-STATIONARY TURBULENCE OF WHISTLERS IN A FLARE LOOP

Filatov L.V.¹, Melnikov V.F.²

¹Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhny Novgorod, Russia ²Pulkovo Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia

The influence of the parameters of a compact nonstationary whistler turbulence source localized at the top of a flare loop on the energy and pitch angular distributions of electrons in the loop is considered.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-327-330

Для вычисления распределений инжектируемых во вспышечную петлю нетепловых электронов по энергиям и питч-углам в каждой точке петли необходимо рассмотреть взаимодействие электронов с частицами плазмы петли и волновыми полями в ней [1, 2]. В работах [3, 4] мы рассмотрели, как отразится на распределении инжектированных электронов их рассеяние и ускорение при обмене импульсами и энергией между электронами и волнами вистлеровской турбулентности, заполняющей вспышечную петлю. В этих работах предполагалось, что турбулентность была заданной и неизменной в процессе вспышки. Однако турбулентность при согласованном взаимодействии с нетепловыми электронами может, как затухать, так и генерироваться [5].

Целью настоящей работы является рассмотрение более реалистичной модели формирования турбулентности вистлеров в петле, в которой задаётся не распределение турбулентности в петле, а модель компактного источника турбулентности. Мы проводим оценку влияния параметров модели источника на генерацию и затухание турбулентности в петле, а также на энергетическое и питч-угловое распределение электронов в петле.

Описание модели

В работе рассматривается нестационарная одномерная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с заданными неоднородными по длине магнитным полем B(s) и плотностью n(s) фоновой плазмы. В вершине такой петли-ловушки происходит инжекция быстрых нетепловых электронов, задаваемая функцией источника $F(E,\mu,s,t)$ со степенным спектром по энергии E(в долях $m_ec^2)$ и гауссовым спектром по остальным независимым координатам: расстоянию *s* до вершины петли, косинусу питч-угла электрона $\mu = \cos \alpha$ и времени *t*. Пусть в петле имеется турбулентность вистлеровских волн, генерируемая некоторым нестационарным компактным источником Q(k,s,t) вистлеров в определенном диапазоне частот ω и волновых чисел *k*.

Согласованная динамика нетепловых электронов в диффузионном приближении описывается кинетическим уравнением Фоккера-Планка для функции распределения $f(E, \mu, s, t)$ [6]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} (c\beta\mu f) - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(c\beta \frac{1-\mu^2}{2} \frac{1}{B} \frac{dB}{ds} f \right) = \frac{\partial}{\partial \mu} \left(D^W_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) + \frac{1}{\beta\gamma^2} \frac{\partial}{\partial E} \left(D^W_{EE} \frac{\partial f}{\partial E} \right) + F,$$

а плотность энергии турбулентности W(k, s, t) уравнением переноса [2]:

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_g \frac{\partial W}{\partial s} = 2\eta W + Q.$$

Здесь β – скорость электрона (доля от скорости света *C*), $\gamma = E + 1 - \phi$ актор Лоренца, $D_{\mu\mu}^{W}, D_{EE}^{W}$ – коэффициенты диффузии электронов по питч-углам и энергии, обусловленные взаимодействием с турбулентностью вистлеров, $\eta(k, s, t)$ – инкремент нарастания плотности энергии волн, v_g – групповая скорость при распространении вистлеров вдоль петли. Частота вистлеров и волновые числа связаны дисперсионным соотношением [7]:

$$\left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p,$$

где $\omega_p(s)$, $\omega_e(s)$ – плазменная и гирочастота электронов в каждой точке.

Источником вистлеров в петле могут быть различные процессы, связанные с нестационарным энерговыделением во вспышечной области, такие как конверсия БМЗ и ионно-звуковых волн в вистлеры, а также генерация вистлеров из-за взаимодействия с анизотропными распределениями тепловых и нетепловых электронов [2]. В силу сложности этих процессов мы полагаем, что источник турбулентности может быть задан гауссовым профилем по частоте, положению в петле и времени. Считая турбулентность слабой, такой, что энергия турбулентных пульсаций много меньше тепловой энергии плазмы и магнитной энергии [2], будем использовать квазилинейное приближение для описания согласованного взаимодействия электронов с вистлерами [8]. Согласно ему, взаимодействие (энергообмен и рассеяние) происходит на резонансных волнах. Условие такого резонанса с учетом доплеровского сдвига частоты [2, 7]:

$$\omega - \mu c \beta k = \omega_e / \gamma_{\perp}$$

Рассматривая это уравнение совместно с дисперсионным уравнением, для электронов с некоторым питч-углом и энергией определяются резонансные волны (k_r, ω_r) . Затем вычисляются коэффициенты диффузии электронов и инкремент турбулентности вистлеров [6, 7]:

$$\begin{split} D_{\mu\mu}^{W} &= \frac{\pi\omega_{e}}{2B^{2}} (1-\mu^{2}) \sum_{r} k_{r} W(k_{r}) , \ D_{EE}^{W} &= \frac{\pi\omega_{e}}{2B^{2}} (1-\mu^{2}) \gamma^{2} \beta^{3} \sum_{r} k_{r} W(k_{r}) \left(\frac{\gamma}{N_{r}}\right)^{2} .\\ \eta(k,s,t) &= \frac{4\pi^{2} e^{2} \cdot v_{g}}{kc} \int (1-\mu_{r}^{2}) \gamma^{2} \beta^{2} \left\{ \frac{1}{\beta\gamma^{2}} \frac{\partial f}{\partial \mu} + \frac{\gamma\beta}{N_{r}} \frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{f}{\beta\gamma^{2}}\right) \right\}_{\mu=\mu_{r}} dE \\ v_{g} &= \frac{\partial\omega}{\partial k} , \quad \mu_{r} = \frac{\omega-\omega_{e}/\gamma}{k_{r} \cdot c\beta} , \quad N_{r} = \frac{ck_{r}}{\omega_{r}} . \end{split}$$

Результаты моделирования и выводы

При проведении численных расчётов, как и в работах [3, 4], была выбрана параболическая геометрия петли длиной 2*l* и магнитного поля с пробочным отношением $B_{max}(l)/B_{min}(0) = 5$. Неоднородность концентрации фоновой плазмы принята имеющей степенную зависимость с перепадом равным $n_{max}(l)/n_{min}(0) = 10^3$. Параметры задаваемых изотропной инжекции и синхронного с ней источника турбулентности следующие:

$$F(E,\mu,s,t) = F_0 \cdot \left(\frac{E}{E_{\min}}\right)^{-\delta} \exp\left(-\left(\frac{s-s_0}{s_1}\right)^2 - \left(\frac{t-t_0}{t_1}\right)^2\right), \ \delta = 3.6, \ E_{\min} = 511 \ \Im B, \ s_0 = 0, \ s_1 = 3 \cdot 10^8 \ \text{CM}$$
$$Q(\omega,s,t) = Q_0 \cdot \exp\left(-\left(\frac{\omega-\omega_0}{\omega_1}\right)^2 - \left(\frac{s-s_0}{s_1}\right)^2 - \left(\frac{t-t_0}{t_1}\right)^2\right), \ \omega_0 = 10^9 \ c^{-1}, \ \omega_1 = 10^9 \ c^{-1}, \ Q_0 = 10^{-6} \ erg \ / \ cm^2 \cdot c^{-1}$$

Инжекция во времени для электронов и источника вистлеров задана гауссовым импульсом с параметрами $t_0 = 1.5c$, $t_1 = 1.5c$. Константа F_0 определяет интенсивность внешней инжекции нетепловых электронов. Расчеты проводились для мощности инжекции $F_0 = 10^4 c^{-1} c M^{-3}$, что соответствует потоку электронов $5 \cdot 10^{17} cm^{-2}$ за время вспышки. Малый безразмерный параметр $R = t_1 Q_0 \omega_1 / B^2 v_g$ показывает уровень плотности энергии турбулентности вистлеров по отношению к плотности энергии магнитного поля в каждой точке петли.

На рисунке верхние панели соответствуют низкому уровню источника турбулентности ($R = 10^{-9}$), а нижние панели – в 5 раз более высокому ($R = 5 \cdot 10^{-9}$). Рисунок (левые панели) показывает изменение во времени инкремента вистлеров в зависимости от их частоты при разных уровнях мощности источника турбулентности в центре петли. Можно видеть заметное затухание низкочастотных волн при более интенсивном источнике турбулентности. При низкой интенсивности турбулентности, инкремент положителен $\eta > 0$ на низких частотах, что ведёт к усилению и некоторому росту уровня турбулентности в ограниченном диапазоне частот вистлеров. При более высокой

интенсивности источника турбулентности, инкремент отрицателен на всех частотах, что приводит к заметному уменьшению уровня турбулентности.



На центральных панелях показаны соответствующие изменения во времени спектра коэффициента диффузии по энергии, а на правых панелях энергетические спектры электронов. При слабом источнике турбулентности $R = 10^{-9}$, диффузия электронов по энергии оказывается слишком слабой ($D_{EE} \sim 10^{-2} \text{ c}^{-1}$), несмотря на рост коэффициента диффузии во времени. Очевидно, что этого явно недостаточно, чтобы привести к заметному изменению спектра электронов (правые панели). При более высоком уровне мощности источника турбулентности, $R = 5 \cdot 10^{-9}$, несмотря на монотонное уменьшение коэффициента диффузии, энергетический спектр электронов заметно уплощается, свидетельствуя о значительном рассеянии и ускорении электронов в области энергий (E = 100 кэB – 1 МэВ). Однако происходит это благодаря большим значениям коэффициента диффузии по питч-углам и энергии, обусловленным высоким уровнем источника турбулентности, а не её самосогласованной генерацией в результате развития неустойчивости.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РНФ, грант № 22-12-00308 (ВФМ).

- 1. Степанов А.В., Зайцев В.В. Магнитосферы солнца и звезд. М.: Наука, 2018, 392с.
- 2. Каплан С.А., Цытович В.Н. Плазменная астрофизика. М.: Наука, 1972, 440с.
- 3. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2017, V. 57, № 8, P. 1001-1008.
- 4. Filatov L.V., Melnikov V.F. // Ge&Ae, 2022, V. 62, № 8 (в печати).
- 5. Melnikov V.F., Filatov L.V. // Ge&Ae, 2020, V. 60, №8, P.1126-1131.
- 6. Melrose D.B. // Solar Physics, 1974, V. 37, № 4, P. 353-365.
- 7. Hamilton R.J., Petrosian V. // Astrophys.J. 1992, V. 398. № 10. P. 350-358.
- 8. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. // Ядерный синтез. 1962. Т. 2. № 2. С. 465-475.

ПОЛНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ТОК В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ С РАЗНЫМ УРОВНЕМ ВСПЫШЕЧНОЙ ПРОДУКТИВНОСТИ

Фурсяк Ю.А.

Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Республика Крым, Россия

FULL ELECTRIC CURRENT IN ACTIVE REGIONS WITH DIFFERENT LEVELS OF FLARE PRODUCTIVITY

Fursyak Yu.A.

Crimean astrophysical observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Using magnetographic data from the Helioseismic and Magnetic Imager onboard the Solar Dynamics Observatory (HMI/SDO), vertical, horizontal, and total electric currents were calculated and their dynamics were studied in 73 active regions (ARs) of the 24th solar cycle. Some features of the electric current behavior were determined. In particular: 1) Absolute values of the total electric current density in most cases are determined by the horizontal electric current, the density of which is 1.5-4.5 times greater than the vertical electric current density. 2) In 8 ARs (11% of the considered cases), time intervals of several tens of hours were found within which the average unsigned density of the vertical electric current was approximately equal to or greater than the average unsigned density of the horizontal electric current. 3) In ARs with an additional emergence of magnetic flux, an increase in the vertical, horizontal, and total electric current was observed 18-20 hours before the first flares of high X-ray classes; the time of increase in the electric current was significantly less than the time interval of increase in the total unsigned magnetic flux. 4) The highest absolute values of the total electric current density were recorded in ARs with average flare activity.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-331-334

Полный электрический ток имеет две составляющие – вертикальную и горизонтальную. Для вычисления вертикального тока требуются данные о поперечном магнитном поле на заданном уровне атмосферы Солнца, что на сегодняшний день обеспечивается многими инструментами. Хуже обстоят дела с вычислением горизонтального электрического тока, поскольку в этом случае необходимы данные о магнитном поле минимум на двух высотах, а регулярные наблюдения подобного рода с хорошим временным и пространственным разрешением отсутствуют. В этих условиях делаются попытки оценить горизонтальный электрический ток косвенными методами [см. 1–4].

Здесь для вычисления вертикальной составляющей полного электрического тока используется метод, базирующийся на интегральной форме закона Ампера [5], а для вычисления горизонтального тока – подход, предложенный впервые в 2008 г. [4], который в 2017 г. был адаптирован под современный данные [6]. Используемый подход позволяет получить абсолютные значения величины горизонтального тока по данным о вертикальном магнитном поле только на одном уровне (здесь горизонтальный ток вычисляется на уровне фотосферы Солнца).

Исходными для расчета электрического тока являются магнитографические данные инструмента Helioseiemic and Magnetic Imager (HMI/SDO) [7]. Использованы SHARP (Space-Weather HMI Active Region Patches) [8] магнитограммы компонент вектора магнитного поля на уровне фотосферы Солнца в цилиндрических координатах с временным разрешением 12 мин и пространственным разрешением 0.5'' пиксел⁻¹ (серия данных hmi.sharp_cea_720s), доступные на сайте Joint Science Operations Center (JSOC) http://jsoc2.stanford.edu/ajax/lookdata.html.

В работе исследована динамика полного электрического тока и его составляющих – вертикального и горизонтального токов – в 73 активных областях (АО) 24-го цикла солнечной активности. Мониторинг каждой из областей осуществлялся на протяжении 4–5 суток, что соответствовало временному интервалу нахождения АО в пределах ±35° относительно центрального солнечного меридиана. Получены следующие результаты:

1. В большинстве рассмотренных случаев (рис. 1, левая панель) величина средней беззнаковой плотности горизонтального электрического тока $\langle j_{\perp} \rangle$ (серая жирная кривая на рис. 1) в 1.5–4.5 раза больше величины средней беззнаковой плотности вертикального тока $\langle j_z \rangle$ (черная жирная кривая). Таким образом, абсолютное значение величины полного электрического тока определяется преимущественно горизонтальным током. Однако в 8 АО, что составляет 11% областей анализируемой выборки, выявлены временные интервалы длительностью в несколько десятков часов, в пределах которых величина средней беззнаковой плотности вертикального электрического тока приблизительно равна или больше средней беззнаковой плотности горизонтального тока (рис. 1, правая панель, отмечено серым).





2. В областях NOAA 11158 и 12673 анализируемой выборки, в которых за время их мониторинга зафиксировано всплытие новых магнитных потоков, наблюдается (см. рис. 2, в качестве примера представлен график временных вариаций электрических токов и суммарного беззнакового маг-

нитного потока для AO NOAA 11158) существенное нарастание величин вертикального, горизонтального и полного электрического тока за 18–20 часов до первых вспышек высоких рентгеновских классов (этот временной интервал отмечен вертикальными пунктирами на рис. 2). При этом, время нарастания параметров электрического тока существенно меньше временного интервала роста величины суммарного беззнакового магнитного потока Ф (этот временной интервал отмечен серым цветом на рис. 2). Следует также отметить волнообразные изменения величин средней беззнаковой плотности горизонтального и полного электрического тока, фиксируемые еще до всплытия нового магнитного потока. При этом существенных изменений в величине вертикального электрического тока не зафиксировано. Данное наблюдение косвенно указывает на то, что горизонтальный электрический ток связан с фотосферными или подфотосферными движениями солнечной плазмы.



Рис. 2.

3. Явная зависимость между величиной полного электрического тока и вспышечной продуктивностью АО, определяемой величиной вспышечного индекса [9], отсутствует, коэффициент корреляции Пирсона равен k = 0.26.

4. Усреднение параметров электрического тока и вспышечных индексов для совокупности АО анализируемой выборки с низкой (под низкой активностью подразумевается фиксация в АО за время нахождения на видимом диске Солнца только вспышек рентгеновского класса С), средней (в области фиксируются вспышки рентгеновских классов С и М) и высокой (фиксируются, среди прочих, вспышки рентгеновского класса Х) вспышечной продуктивностью показало, что: 1) в случае вертикального электрического тока величина вспышечного индекса АО возрастает с ростом средней беззнаковой плотности вертикального тока (левая панель рис. 3), зависимость имеет степенной характер; вертикальный ток, таким образом, связан со вспышками в АО; 2) в случае горизонтального и, соответственно, полного электрического тока, наиболее высокие абсолютные значения их плотности фиксируются в областях со средней вспышечной продуктивностью (правая панель рис. 3, данные о плотности горизонтального тока отмечены пустыми кружочками, полного электрического тока – закрашенными).



Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ, ГЗ №122022400224-7.

- 1. Hofmann A., Staude J. // Publ. Astron. Inst. Czechoslovak Acad. Sci., 1987, vol. 66, pp. 105–107.
- 2. *Pevtsov A.A., Peregud N.L.* // Washington DC Am. Geophys. Union Geophys. Monograph Series, 1990, vol. 58, pp. 161–165.
- 3. Ji H.S., Song M.T., Li X.Q., Hu F.M. // Solar Phys., 1998, vol. 182, pp. 365–379.
- 4. Abramenko V.I. // eprint arXiv:0806.1547, 2008.
- 5. Fursyak Yu.A. // Geomag. Aeronomy, 2018, vol. 58, pp. 1129–1135.
- 6. Fursyak Yu.A., Abramenko V.I. // Astrophysics, 2017, vol. 60, pp. 544-552.
- 7. Bobra M.G., Sun X., Hoeksema J.T., et al. // Solar Phys., 2014, vol. 289, pp. 3549–3578.
- 8. Scherrer P.H., Schou J., Bush R.I., et al. // Solar Phys., 2012, vol. 275, pp. 207–227.
- 9. Abramenko V.I. // Astrophys. J., 2005, vol. 629, pp. 1141-1149.

ЗВЕЗДЫ ТИПА у CAS: ПЕРЕМЕННОСТЬ ОПТИЧЕСКОГО И РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Холтыгин А.Ф.¹, Рыспаева Е.Б.^{1,2}

¹Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия ²Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым, Россия

γ CAS TYPE STARS: OPTICAL AND X-RAY VARIABILITY

Kholtygin A.F.¹, Ryspaeva E.B.²

¹St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia ²Crimean Astrophysical Observatory RAS, Republic of Crimea, Russia

The γ Cas type stars are a small group of Be stars with unusually hard X-ray emission and high X-ray luminosity $L_X \sim 10^{31}$ – 10^{33} erg/s, which is 2–3 orders higher than that for typical Be stars, but lower than that for massive X-ray binaries with Be components. These stars are also characterized by an unusually hard spectrum compared to ordinary Be stars. The paper presents the results of the spectral and photometric variability analysis of γ Cas stars in both the optical and X-ray ranges. The periods of the regular components of the optical and X-ray variability are close. This allows us to conclude that the X-rays formed significantly as a result of the interaction of the local magnetic fields of Be stars with the magnetic field of their decretion disk. X-ray emission resulting from magnetic field line reconnection has a flare character. Thousands flare events were identified for BZ Cru and π Aqr stars in their XMM's X-ray light curves. Regular variations in X-ray brightness with periods of 50–90 seconds have been detected for γ Cas, HD 45314, HD 45995, NGC 6649 9 and V558 Lyr stars may be identified with the rotation periods of white dwarfs in Be+WD binaries. It is suggested that the hard part of the X-rays from γ Cas type stars is generated in result the accretion of disk matter onto a rapidly rotating white dwarf.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-335-338

1. Введение

Звезды типа γ Саѕ являются выделенной группой Ве звезд с рентгеновской светимостью на 2–3 порядка выше, чем у обычных Ве звезд, и аномально высокой с kT~10–20 кэВ и выше температурой плазмы, излучающей в рентгеновской области спектра. Оптические спектры звезд этого типа γ Саѕ не отличаются от спектров других Ве звезд. Звезды типа γ Саѕ обладают декреционными кеплеровскими дисками, в которых формируются линии излучения в их оптических спектрах [1].

Есть несколько гипотез о формировании рентгеновского излучения звезд этой группы звезд. Postnov et al. [2] предположили, что рентгеновское излучение – результат аккреции вещества Ве звезды на нейтронную звезду в режиме пропеллера, или происходит на магнитный белый карлик согласно Hamaguchi et al. [3]. Аккреция на белый карлик как причина формирования рентгеновского излучения звезд типа γ Cas рассматривается Gies et al. [4].

Возможный вклад нетеплового рентгеновского излучения в спектры звезд типа γ Cas рассмотрен в статье [5]. Согласно Robinson et al. [6], генерация рентгеновского излучения может также происходить при взаимодействии локальных магнитных полей Ве звезды с диском, a Smith et al. [7] считал этот механизм основным процессом формирования рентгеновского излучения звезд типа γ Cas. Сравнение переменности оптических и рентгеновских спектров звезд типа γ Cas позволяет пролить свет на природу их рентгеновского излучения.

2. Переменность профилей линий видимого спектра

Для исследования переменности профилей линий были проанализированы разностные профили

$$d(V, t_i) = F_i(V) - \overline{F}_i(V), \qquad (1)$$

где $F_i(V)$ – нормированный на континуум поток в линии в спектре с номером *i*, соответствующий доплеровскому смещению *V*, а $\overline{F}_i(V)$ – средний по всем наблюдениям поток в линии. Зависимость разностных профилей линий в спектре звезды типа γ Cas V558 Lyr, полученных 18 апреля 2024 г. на 2.5-м телескопе Кавказской горной обсерватории ГАИШ, представлена на рис. 1 (слева).



Рис. 1. Слева: Профили линий Нα и Нβ в спектре V558 Lyr. Пунктир – средние профили. Справа: Динамические спектры вариаций данных профилей линий.

Фурье-анализ методом CLEAN [8] временных рядов этих разностных профилей лини, соответствующих всем моментам наблюдений t_i , показал присутствие регулярных компонентов вариаций профилей линий в спектре звезды с периодами от 1 до 22 минут. В таблице приведены периоды найденных регулярных компонент вариаций профилей. В последней строке таблицы приведены соответствующие уровни значимости α .

Таблица. Регулярные компоненты вариаций профилей линий в спектре V558 Lyr.

Номер Комп.	1	2	3	4
Р, минут	1.22±0.02	1.77±0.03	5.00±0.25	21.2±4.6
α	10 ⁻²	10 ⁻³	10 ⁻²	10-4

Подобные вариации профилей с периодами от 2 до 90 минут и амплитудами в 0.5–2% от уровня континуума были обнаружены нами и у других звезд типа γ Cas: самой γ Cas [9], π Aqr [10], HD 45995[11] и SAO 49725 [12].

4. Рентгеновская переменность

Анализ рентгеновских спектров и рентгеновских кривых блеска звезд типа γ Cas позволяют выяснить связь их оптической и рентгеновской переменности. К настоящему времени получено несколько десятков рентгеновских кривых блеска звезд типа γ Cas по наблюдениям на XMM, Chandra и других рентгеновских спутниках.



Рис. 2. *Слева*: Фурье-спектр рентгеновских кривых блеска π Aqr по наблюдениям на спутнике XMM 17.11.2013 (ID 0720390701). Пунктирная кривая соответствует уровню значимости $\alpha = 10^{-5}$. *Справа*: аппроксимация рентгеновской кривой блеска π Aqr (квадраты) периодическими компонентами, показанными на левой панели (пунктир).

Нами выполнен анализ рентгеновских кривых блеска этих звезд методом CLEAN Фурье-анализа. Для иллюстрации приведем на рис. 2 (слева) Фурье-спектр рентгеновских кривых блеска π Aqr, по наблюдениям на XMM 17.11.2013. Анализ этого наблюдения методом CLEAN дает 4 регулярных компонент с периодами от 8 ч 37 минут до 35 минут, как показано на рис. 2 (слева). Анализ рентгеновских кривых блеска других звезд типа γ Cas показывает присутствие регулярных компонентов с близкими к найденными для π Aqr периодами [13].

Рентгеновские потоки всех анализируемых нами звезд типа γ Cas переменны на шкалах времени от нескольких минут до 5–6 часов и соответствуют характерным временам переменности в оптическом спектре [10–14] и типичным периодам нерадиальных пульсаций Ве звезд [15]. Соответствие периодов оптической и рентгеновской переменности звезд типа γ Cas показывает, что рентгеновское и оптическое излучение генерируются, по крайней мере, частично, в одной пространственной области. Так как оптическое излучение образуется либо на самой Ве звезде, либо в околозвезд-

ном декреционном диске, то рентгеновское излучение звезд данного типа формируется либо там же, либо в области между диском и фотосферой звезды.

Из сравнения периодов переменности оптического и рентгеновского излучения звезд типа γ Саѕ можно сделать вывод о значимом вкладе предложенного в статье [8] механизма генерации рентгеновского излучения звезд типа γ Саѕ при взаимодействии локальных магнитных полей Ве звезды с декреционным диском в полное рентгеновское излучение этих звезд.

В обзоре Naze at al. (2022) показано, что большая часть звезд типа γ Cas являются широкими двойными системами с массой спутника порядка одной массы Солнца. Этот факт свидетельствует в пользу предположения Gies et al. (2023), что все звезды этого типа являются Be+WD двойными системами. При этом аккреция вещества декреционного диска на белый карлик приводит к генерации жесткой части рентгеновского излучения звезд типа γ Cas.

Настоящее исследование поддержано грантом РНФ 23-22-00090.

- 1. Naze Y., C. Motch, G. Rauw, et al. // MNRAS, 2020, 493, 2511.
- 2. Postnov K., L. Oskinova, J.M. Torrejon // MNRAS, 2017, 465, L119.
- 3. Hamaguchi K., L. Oskinova, C.M.P. Russell, et al. // ApJ, 2016, 832, 140.
- 4. Gies D.R., L. Wang, R. Klement // ApJ, 2023, 942, L6.
- 5. Ryspaeva E., Kholtygin A. // Open Astronomy, 2021, 30, 132.
- 6. Robinson R.D., M.A. Smith, G.W. Henry // ApJ, 2002, 575, 435.
- 6. Smith M.A., R. Lopes de Oliveira, C. Motch // Adv. Space Res., 2016, 58, 782.
- 8. Roberts D.H., J. Lehar, J.W. Dreher // Astron. J., 1987, 93, 968.
- 9. Kholtygin A.F., M.A. Burlak, O.A. Tsiopa // Astron. Tsirk., 2021, No. 1649.
- 10. Kholtygin A.F., M.A. Burlak, Yu.V. Milanova et al. // Astron. Tsirk., 2022, No. 1652.
- 12. Холтыгин А.Ф., И.А. Якунин, М.А. Бурлак и др. // Астроф. Бюлл., 2023, 78, 586.
- 13. Холтыгин А.Ф., И.А. Якунин, В.С. Бухаринов, и др. // Астроф. Бюлл., 2024, 79, 452.
- 14. *Холтыгин А.Ф., Е.Б. Рыспаева, И.А. Якунин и др. //* Научн. труды ИНАСАН, 2023, **8**, 86.
- 15. Rivinius Th., D. Baade, S. Stefl // A&A, 2003, 411, 229.
- 16. Naze Y., G. Rauw, S. Czesla, et al. // MNRAS, 2022, 510, 2286.
- 17. Gies D.R., L. Wang, R. Klement // ApJ, 2023, 942, L6.

КУЛОНОВСКИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ И УСКОРЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Цап Ю.Т.¹, Степанов А.В.², Копылова Ю.Г.²

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия ²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

COULOMB COLLISIONS AND CHARGE PARTICLE ACCELERATION IN SOLAR FLARES

Tsap Yu.T.¹, Stepanov A.V.², Kopylova Yu.G.²

¹Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia ²Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia

Coulomb collisions between quasi-thermal charge particles accelerated by the electric field *E* and coronal Maxwellian solar plasma are considered. It has been shown that using of the test particle approximation can lead to an overestimation of the braking force for a test electron. The change of the electron distribution function should be taken into account for a strong electric field, when it is less and comparable with the Dreicer electric field *E*_D. The proton acceleration to relativistic energies is possible only by super-Dreicer electric fields when $E > E_D$.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-339-342

Введение

Проблема ускорения заряженных частиц в солнечных вспышках остается одной из наиболее актуальных проблем гелиофизики. Это объясняется, в частности, тем, что число ускоренных электронов и протонов должно быть сопоставимо с числом тепловых частиц, содержащихся во вспышечной корональной арке (аркаде). В первую очередь, это касается энергичных электронов ввиду малой эффективности нетеплового тормозного излучения, ответственного за жесткую рентгеновскую компоненту, и влияния электрического поля обратного тока в переходной области [1]. Что касается ускоренных протонов, то вопрос об их количестве в значительной мере остается открытым, поскольку вплоть до настоящего времени не существует надежных методов оценки их концентрации, если кинетическая энергия последних $W_p < 1$ МэВ.

Сравнительно недавно Hudson et al. [2] для четырех событий, включая микровспышку рентгеновского класса B9.4, обнаружили преднагрев плазмы до температуры 10–15 МК на предимпульсной фазе. Статистические исследования de Silva et al. [3], проведенные на основе данных GOES, показали, что в интервале 20 С, отсчитываемом от начала вспышки в мягком рентгеновском диапазоне, температура корональной плазмы для 75% из 745 вспышечных событий, наблюдавшихся с 2010 по 2011 гг., превышала 8.6 МК. Горячие рентгеновские предвестники были обнаружены не только на GOES, но и на Solar Orbiter/STIX для вспышек класса B1.2–X6.9 [4]. События, сопровождающиеся преднагревом корональной плазмы до высокой температуры, по меткому выражению Хью Хадсона, получили название HOPE (hot onset precursor events). На наш взгляд, проблема HOPE свидетельствует в пользу важности учета кулоновских столкновений, поскольку преднагрев вспышечной плазмы до температуры ~10 МК заметно повышает эффективность ускорения квази-тепловых электронов перед импульсной фазой вспышки [5].

Цель настоящей работы – рассмотреть кулоновское торможение электронов и протонов вспышечной плазмы в электрическом поле с учетом кинетических эффектов.

Кулоновские потери энергии пробного электрона в максвелловской плазме

Как известно, ускорение заряженных частиц может происходить только под действием электрического поля. В этом случае, используя стандартные обозначения, уравнение движения пробной заряженной частицы (t)можно представить в виде [6]

$$m_t \frac{dV_t}{dt} = Z_t e E - \sum_f F_{f.} \tag{1}$$

Здесь *F_f* – сила торможения из-за кулоновских столкновений с полевыми частицами сорта *f*, для которой в приближении Спицера

$$n_{f}F_{f} = \sum \frac{D_{tf}n_{f}}{kT_{f}} \left(1 + \frac{m_{f}}{m_{t}}\right) G(x_{f}), x_{f} = \frac{V_{t}}{V_{Tf}}, D_{tf} = 4\pi Z_{t}^{2} Z_{f}^{2} e^{4} ln\Lambda.$$
(2)

$$G(x_f) = \frac{\Phi(x_f) - x_f \Phi'(x_f)}{2x_f^2}, \Phi(x_f)$$
$$= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_f} exp(-y^2) dy, V_{Tf} = \left(\frac{2kT_f}{m_f}\right)^{1/2}$$

Полагая электрическое поле Драйсера

$$E_D = \frac{4\pi e^3 n_e ln\Lambda}{kT},$$

нетрудно показать из (1) и (2), что суммарная сила торможения, действующая на пробный электрон в максвелловской плазме, равна

$$F_e(x_e) + F_p(x_p) = eE_D\left(2G(x_e) + \frac{M}{m}G(\sqrt{M/m}x_e)\right).$$
(3)

Как следует из численного анализа уравнения (3) (см., например, [6, 8]), электроны в постоянном электрическом поле могут стать убегающими, даже в том случае, если их скорость V больше тепловой скорости протонов V_{Tp} . Однако, поскольку $V_{Tp} << V_{Te}$, то в случае слабых электрических полей,

когда $E \ll E_D$, все тепловые электроны оказываются убегающими, что явно противоречит результатам, полученным Драйсером [7], который принял во внимание, в отличие от Спицера, токовый дрейф электронов под действием электрического поля и задал соответствующим образом их функцию распределения.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют, что пренебрежение изменением функции распределения электронов под действием электрического поля может приводить к некорректным выводам. Вместе с тем необходимо отметить, что если электрическое поле E сопоставимо с драйсеровсим E_D и $E < E_D$ (приближение сильного электрического поля) и скорость пробного электрона $V_e > V_{Te}$, то его торможение будет определяться столкновениями с тепловыми протонами. В этом случае для сил торможения, полученными в приближении Спицера и Драйсера, соответственно имеем

$$\frac{F_e}{(eE_D)} = \frac{M}{m} G(\sqrt{M/m}x_e), \quad \frac{F_e}{(eE_D)} = G(x_e).$$



Рисунок. Зависимость относительных сил торможения в результате столкновений пробного электрона с протонами по Спицеру (синяя линия) и Драйсеру (красная линия).

Как следует из рисунка, при $x_e \approx 2$ соответствующие формулы хорошо согласуются между собой. При этом необходимо также подчеркнуть, что в приближении слабого электрического поля ($E << E_D$), когда критическая скорость убегающих электронов $V_{ce} << V_{Te}$, необходимо учитывать столкновения убегающего пробного электрона не только с тепловыми протонами, но и тепловыми электронами, что может существенно сказаться на значении V_{ce} , начиная с которой они становятся убегающими [6]. Что касается ускорения ионов, то этот процесс в электрическом поле оказывается более сложным. В частности, с учетом дрейфа электронов в приближении слабого электрического поля для силы динамического торможения соответственно имеем [6, 8]

$$F_{fp} = F_f + \frac{Z^2}{Z_i^2} C(x_p) eE,$$

где $C(x_p)$ – некоторая функция, которая при $V_p > V_{Te}$ стремится к нулю, а при $V_p < V_{Te}$ между V_{Ti} и V_{Te} имеет локальный минимум [6]. Следовательно, протоны могут ускоряться до релятивистских энергий лишь в том случае, если $V_p > V_{Te}$, т.е. в равновесной максвелловской плазме при $T = 3 \times 10^6$ - 10^7 К энергия протонов

$$W_p > M \frac{V_{Te}^2}{2} = kT \frac{M}{m} = 0.6 - 2 \text{ M}\Im\text{B}.$$

где *k* – постоянная Больцмана.

Полученная оценка свидетельствует, что ускорение протонов в условиях вспышечной плазмы, когда $E < E_D$, выглядит проблематичным, а значит только сверх-драйсеровские электрические поля могу обеспечить эффективное ускорение ионов. Однако не следует исключать, что важную роль могут играть стохастические механизмы ускорения, в частности, резонансное ускорение на альфвеновских волнах.

Выводы

- 1. В приближение Спицера описание динамической силы торможения электрона с *V* < *V*_{*Te*}, двигающегося под действием электрического поля *E*, может приводить к некорректным результатам.
- 2. Ускорение убегающих протонов квазистационарным электрическим полем до высоких энергий при *E* < *E*_D выглядит довольно проблематичным из-за кулоновских столкновений с электронами.
- 3. Протоны могут эффективно ускоряться лишь сверх-драйсеровскими электрическими полями, когда $E > E_{D}$.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ (№ 22-12-00308).

- 1. Gritsyk, P.A., Somov, B.V. // Physics-Uspekhi, 2023, 66, 437.
- 2. Hudson, H.S., Simoes, P.J.A., Fletcher, L. et al. // MNRAS, 2021, 501, 1273.
- 3. da Silva, D.F., Hui, L., Simoes, P.J.A. et al. // MNRAS, 2023, 525, 4143.
- 4. Battaglia, A.F., Hudson, H., Warmuth, A. et al. // A&A, 2023, 679, id.A139.
- 5. Tsap, Yu.T., Melnikov, V.F. // AstL, 2023, 49, 200.
- 6. Holman, G. // ApJ, 1995, 452, 451.
- 7. Dreicer, H. // Phys. Rev., 1959, 115, 238.
- 8. Harrison, E.R.J. // Nucl. Energy, Part C Plasma Phys., 1960, 1, 105.

СУБСЕКУНДНЫЕ РЕНТГЕНОВСКИЕ И РАДИОВСПЛЕСКИ ИЗЛУЧЕНИЯ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е., Склярова Е.М.

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

SUBSECOND X-RAY AND RADIO BURSTS IN SOLAR FLARES

Shabalin A.N., Charikov Yu.E., Sklyarova E.M.

Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

The study of subsecond X-rays and radio spikes in solar flares allows the estimation of the time characteristics of the mechanisms of magnetic reconnection and particle acceleration in the solar atmosphere. In this study, we considered the precursor observational data of the M2.8 class flare on January 12, 2000, during which X-ray and radio bursts were recorded. An improved burst detection method based on empirical modal decomposition (EMD) was used, which allows the detection of subsecond bursts with high sensitivity and a minimum number of false alarms. By analyzing the time structure of the flare, we were able to establish delays between bursts in different energy ranges and estimate the plasma parameters in the emission region.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-343-346

Введение

Солнечные вспышки, являясь одними из самых мощных проявлений солнечной активности, до сих пор хранят множество загадок относительно точных механизмов энерговыделения и ускорения частиц. Тонкая временная структура рентгеновского и радиоизлучения вспышек в виде субсекундных всплесков, или спайков, предоставляет уникальную возможность для изучения элементарных процессов во вспышечной плазме и разработки новых методов диагностики ее параметров. В рамках исследования был проведен анализ рентгеновских и радио спайков (субсекундных всплесков излучения) в предвспышечной и взрывной фазах солнечных вспышек с целью разработки методов диагностики параметров вспышечной плазмы на ранних стадиях вспышек. Анализ спайков представляет сложную задачу, поскольку сигналы часто имеют малую амплитуду на фоне шума, а их длительность составляет всего несколько десятков миллисекунд. Настоящее исследование направлено на разработку и оптимизацию методов выявления и анализа субсекундных спайков, а также на изучение их взаимосвязи с процессами энерговыделения на Солнце.

Методика

Для обнаружения субсекундных всплесков в данных наблюдений был разработан метод, основанный на эмпирическом модальном разложении (EMD) и последующей фильтрации значений мод (Intrinsic Mode Functions,

или IMF) по критерию превышения амплитудой сигнала уровня 99% процентиля. Основные этапы методики включают:

1. Эмпирическое модальное разложение (EMD). Данные временных рядов разбиваются на внутренние моды, которые выделяют квазипериодические компоненты в разных частотных диапазонах, что дает возможность более точно идентифицировать и исследовать процессы, происходящие на разных временных масштабах. Это позволяет выделить высокочастотные квазипериодические компоненты, на фоне которых выделяются быстрые изменения сигнала, характерные для рентгеновских и радиоспайков, возникающих на субсекундных временных масштабах.



Рис. 1. Сравнение 7-ми методов обнаружения спайков по результатам розыгрыша 10 000 случайных сигналов с предзаданными спайками, с красным и белым шумом, при SNR = 5 Дб. Обозначения и фигуры на графиках соответствуют описанию функции boxplot в пакете MATLAB.

2. Фильтрация IMF и порог 99%. На основе амплитуды сигналов в отдельных IMF-компонентах были отобраны те, которые соответствуют значимым всплескам. Порог 99% процентиль для амплитуд IMF позволил минимизировать количество ложных срабатываний.

3. Дополнительный критерий. Обнаруженные таким образом спайки дополнительно фильтровались по критерию 2σ со скользящим окном 3 с, что позволяло понизить количество ложных срабатываний.

4. Сравнение с традиционными методами. Данный комбинированный метод был сопоставлен с классическими подходами обнаружения спайков на уровне 3σ , где σ вычисляется двумя способами: как стандартное отклонение и как корень из медленной компоненты сигнала [1, 2]. Новый подход продемонстрировал более высокую результативность и позволил минимизировать количество ложных срабатываний, что особенно важно при анализе сигналов с низким SNR (рис. 1).

После разработки и тестирования комбинированного метода были выполнены следующие шаги:

• Обработка данных предвспышечного излучения в событии 12 января 2000 г., GOES класс M2.8. Изучены данные рентгеновских и радиоспектров, зарегистрированные BATSE и NORP. В данных с временным разрешением 16 мс выявлены субсекундные спайки в различных каналах в диапазоне 24–127 кэВ для рентгеновского излучения и на частотах 17 и 35 ГГц для радиодиапазона.

• Выявление задержек между каналами. Обнаружены временные задержки между рентгеновскими и радиоспайками порядка 2 секунд. Эти задержки указывают на различия в процессах формирования и распространения излучения в различных диапазонах.

• Планируемое моделирование. В будущем планируется проведение численного моделирования распространения высокоэнергетичных электронов в магнитных петлях для оценки влияния плотности плазмы и углового распределения частиц на характеристики спайков.

Результаты

Основные результаты исследования включают (рис. 2):

• Временная структура спайков. Продолжительность спайков в рентгеновском и радиодиапазонах составила от 30 мс, что соответствует минимальному времени, которое можно обнаружить, согласно кинетическим расчетам [1], и таким образом является ограничением сверху для длительности процесса(ов) ускорения частиц. Присутствие спайков в излучении свидетельствует о фрагментарности энерговыделения.

• Задержки между диапазонами. Наличие задержек порядка 2 секунд между всплесками в рентгеновском и радиодиапазонах подтверждает различия в распространении ускоренных электронов в различных частях магнитных петель.



Рис. 2. Обнаруженные спайки для канала 33–37 кэВ (BATSE) и 17 ГГц (NORP) во время предвспышечного излучения в событии 12 января 2000 г.

Будущие исследования будут связаны с моделированием процесса распространения ускоренных во вспышке электронов в магнитоактивной плазме, чтобы понять, как амплитуда рентгеновских всплесков зависит от параметров плазмы и пучка ускоренных электронов: распределения концентрации плазмы вдоль петли магнитного поля, углового и энергетического распределения ускоренных электронов. Это позволит уточнить параметры магнитного поля и плотности плазмы в источниках рентгеновских и радиоспайков.

Работа Чарикова Ю.Е., Скляровой Е.М. выполнена в рамках Государственной программы FFUG-2024-0002. Работа Шабалина А.Н. выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 20-72-10158.

- 1. *Charikov, Y.E. et al.* Generation of X-Ray Spikes in Solar Flare Plasma // Geomagn. Aeron. 2022. V. 62. N 8. P. 1085–1095. https://doi.org/10.1134/S0016793222080072
- Knuth, T. and Glesener, L. Subsecond Spikes in Fermi GBM X-Ray Flux as a Probe for Solar Flare Particle Acceleration // Astrophys. J. 2020. V. 903. N 1. P. 63. https://doi.org/10.3847/1538-4357/ab

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ КАТАЛОГА СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА СИБИРСКОМ РАДИОГЕЛИОГРАФЕ

Шамсутдинова Ю.Н., Рожкова Д.В., Кашапова Л.К., Губин А.В. Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

USING MACHINE LEARNING METHODS TO CREATE A CATALOG OF SOLAR FLARES BASED ON OBSERVATIONS AT THE SIBERIAN RADIOHELIOGRAPH

Shamsutdinova J.N., Rozhkova D.V., Kashapova L.K., Gubin A.V. Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia

We present the results of designing a catalog of solar flares using machine learning methods based on the Siberian Radioheliograph (SRH). A technique for selecting candidate events has been proposed and tested, allowing determining the onset, maximum, and end times of events by analyzing their time profiles, presented as a table of functions. Since the SRH is obtaining multi-wave observations, we introduced a criterion for selecting events based on the simultaneous response at several frequencies, which allowed us to automatically select events. Currently, the technique focuses on selecting broadband events in order to avoid the appearance of narrow-band artifacts. During the period from May to June 2023, a total of about 729 events with different power classes were identified. During this same period in 2024, 829 solar flares were detected. Verification of selected events, such as simple and complex solar flares, was done by applying the Support Vector Machine (SVM) method using a trained and tested model. The algorithm was applied in test mode to identify solar flares observed in the 3–24 GHz range during the summers of 2023 and 2024. Based on the selected events, the possibility of using the SVM method to recognize complex and simple time profiles of microwave flare emission was tested based on correlation plot profiles observed by SRH. Parameters were selected to achieve the best possible recognition results for both simple and complex time profiles of solar flares in microwaves.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-347-350

Объем информации, получаемой при наблюдении Солнца, резко возрастает в связи с появлением новых приборов с высоким временным разрешением и чувствительностью, охватывающих широкий диапазон электромагнитного спектра. Это привело к необходимости разработки и усовершенствования автоматизированных и надежных методов обнаружения событий и их каталогизации в больших потоках данных. Используемый в работе подход основан на анализе производной временного профиля, который представлен в виде непрерывной числовой функции в сочетании с методами машинного обучения, которые в последнее время доказали свою эффективность.

Поскольку эволюция солнечной вспышки описывается как внезапное увеличение потока, за которым следует непрерывный спад, мы можем использовать производную функцию для определения начала, максимума и окончания события. Прежде всего, для каждой спектральной полосы или диапазона длин волн вычисляется стандартное отклонение (сигма) производной временного профиля в интервале времени, где отсутствуют события. Если значение производной временного профиля находится вне интервала, определяемого как три сигмы, то считается, что оно соответствует событию. Начало события определяется как момент времени, где значения производной от близких к нулю становятся положительными, что указывает на резкое возрастание временного профиля, а конец события — момент, где производная знак с отрицательного на близкий к нулю. Точный момент максимума определяется как максимальное значение временного профиля между найденными моментами начала и окончания события.

Разработанную методику мы применили к наблюдаемым данным Сибирского Радиогелиографа (СРГ). Инструмент представляет собой интерферометр, состоящий из трех независимых антенных решеток, диапазоны частот которых составляют 3-6, 6-12, 12-24 ГГц [1]. Для обнаружения солнечных вспышек в наблюдениях СРГ мы использовали один из видов данных – корреляционные кривые, представляющие собой сумму комплексных ковариаций, вычисляемых для различных пар антенн. Благодаря чувствительности этих корреляционных кривых можно выявлять и исследовать слабые всплески микроволнового излучения [2]. Поэтому именно эти временные профили лучше всего подходят для целей нашего исследования. Поскольку СРГ является многоволновым инструментом, то разработанный алгоритм был дополнен возможностью автоматически отбирать события в зависимости от одновременного отклика на нескольких частотах. В большинстве случаев узкополосный всплеск может быть артефактом. Поэтому, для того чтобы обнаруженный всплеск считался вспышкой, необходимо, чтобы наблюдался отклик как минимум на 15 частотах или не менее 5 частот в двух спектральных диапазонах. Так как моменты максимумов всплесков, относящихся к одному и тому же событию, могут не совпадать на разных частотах из-за особенностей наблюдений на СРГ или физических факторов, то мы предполагаем, что всплески с разной частотой относятся к одному и тому же событию с интервалом в 200 секунд. Тестирование методики происходило на наблюдениях за 13 июля 2023 года. Результат показан на рисунке 1. Можно видеть, что 18 событий удовлетворяют строгим критериям отбора, причем некоторые из них были слабыми и почти неразличимы на временном профиле 1-8 А, полученным КА GOES. В общей сложности за период с мая по июнь 2023 года мы выявили около 729 событий различного класса мощности, а в аналогичный период в 2024 году произошло около 829 вспышек на Солнце. Полученные результаты позволили обеспечить объем данных, достаточный для проведения тестирования возможности использования методов машинного обучения для классификации временной структуры излучения солнечных вспышек в микроволновом диапазоне. Предварительные результаты представлены на сайте: stmw.iszf.irk.ru.



Рис. 1. Пример обнаружения вспышек в диапазоне 3–24 ГГц для наблюдений 13 июля 2024 года. *Верхняя панель* показывает диаграмму микроволновых всплесков, обнаруженных по данным СРГ. Круги, черные окружности и серые окружности показывают диапазоны частот 3–6 ГГц, 6–12 ГГц и 12–24 ГГц соответственно. Вертикальные линии показывают отобранные события. *Нижняя панель:* временной профиль рентгеновского излучения по наблюдениям КА GOES (серая линия). Крестики показывают события, указанные в каталоге КА GOES, кружки – события, отобранные с использованием оригинальной методики.

Для классификации отобранных событий был протестирован метод опорных векторов (Support Vector Machine, SVM), используя временные профили. SVM – это алгоритм машинного обучения, применяемый для задач классификации и получении регрессии. Основная цель алгоритма – найти оптимальную гиперплоскость в высокоразмерном пространстве, которая разделяет точки данных на различные классы в пространстве признаков. Когда количество входных признаков больше трех, SVM использует ядра для преобразования гиперплоскости в нелинейную, такие как линейная, полиномная и радиальная базисная функция ядра (RFB).

Набор данных для обучения и тестирования состоит из временных профилей микроволнового излучения на частоте 9.4 ГГц. Выбор частоты был обусловлен тем, что на этой частоте происходит наибольшее количество солнечных вспышек, которые формируются в области оптически тонкого источника и, следовательно, дополнительные эффекты, связанные с нагревом и движением вещества, не должны наблюдаться. Чтобы использовать эти данные в машинном обучении, их нужно было привести к общему виду и подготовить для работы. Мы нормировали каждый временной профиль на его максимальную интенсивность. Момент максимума использовался как нулевая точка на временной шкале. Таким образом, время в фазе роста имеет отрицательные значения, а время в фазе спада – положительные. Для того чтобы сопоставить события разной длительности в рамках единой временной шкалы, время было приведено к единой единице измерения. Эта единица была определена как промежуток между моментами времени, когда интенсивность события была равна половине от максимума для временного профиля каждого события [3]. Пример нормализации данных по времени представлен на рисунке 2(а).



Рис. 2. (а) Пример предварительной обработки временного профиля и поиска временного шага для нормирования. (б) Пример набора входных данных после применения первичной обработки. Левая панель: временные профили со сложной структурой (класс = 0). Правая панель: временные профили с классической структурой (класс = 1).

Каждый массив содержит 200 элементов, что соответствует количеству признаков. Для обучения и тестирования мы использовали набор данных, состоящий из 200 событий с июня по август 2023 года. Примеры профилей представлены на рисунке 2(б). 84 профиля имеют сложную структуру, которая может содержать несколько пиков и/или шум, доминирующий над сигналом (класс 0). Остальные 116 профилей имеют классическую структуру (класс 1). Результат тестирования показал, что наиболее точную информацию получило ядро RFB с параметрами gamma и C, равными 1. Однако полученные результаты необходимо проверить на большом наборе данных в широком диапазоне частот.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-22-00315 (https://rscf.ru/project/24-22-00315/).

- 1. *Алтынцев А.Т. и др. //* Солнечно-земная физика, 2020, т. 6, в. 2, с. 37-50.
- 2. Лесовой С.В. и В.С. Кобец // Солнечно-земная физика, 2017, т. 3, в. 1, с. 17-21.
- 3. Davenport J.R.A., et al. // Astrophysical Journal, 2014, v. 797, p. 122.

ФАКТОР СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ С ВЫСОКОЙ ФОТОБИОЛОГИЧЕСКОЙ И ФОТОХИМИЧЕСКОЙ АКТИВНОСТЬЮ

Шаповалов С.Н.¹, Чернышева М.П.²

¹Арктический и антарктический научно-исследовательский институт, Санкт-Петербург, Россия ²Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

SOLAR ACTIVITY FACTOR WITH HIGH PHOTOBIOLOGICAL AND PHOTOCHEMICAL ACTIVITY

Shapovalov S.N.¹, Chernysheva M.P.²

¹Arctic and Antarctic research Institute, St. Petersburg, Russia ²Saint Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

A temporal analysis of the number of HIV-positive people in the Russian Federation with radiation at the edge of the relative spectral bactericidal efficiency curve (UVB λ 315 nm) and Mg II index (280 nm) for the period from 1997 to 2019 was performed. Data on HIVpositive people were selected from territorial AIDS prevention and control centers and regional offices of Rospotrebnadzor. After removing the linear trend in the distribution of annual values of HIV-infected persons due to the increase in parenteral contacts during drug use, the correspondence of the series to the change in the intensity of UVB λ 315nm as well as Mg II with pronounced maxima of 23–24 CA was revealed. Taking into account the previously obtained results in the analysis of the frequency of global epidemics for the period of 24 CA cycle, a conclusion is made about the high sensitivity of various viruses to UVB 315 nm radiation, which determines the condition for the initial stage of intensification (or reduction) of the pathogenic environment on a planetary scale. The effect of UVB oscillations on melanopsin-containing retinal ganglion cells involved in the regulation of circadian rhythm and brain activity is considered. A conclusion is made about the role of long-term and short-term UVB variations in the formation of various rhythms in the living environment, including infradian macro-rhythms involved in the functioning of the human immune system.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-351-354

Введение

В работе [1], посвященной анализу связи глобальных эпидемий (Global Epidemics, GE), вызванных вирусом лихорадки Эбола, гриппа AH1N1, AH7N9 и коронавируса MERS-CoV, с изменением солнечной активности (CA) в 24 цикле, получена корреляция динамики GE с излучением UV (r~0.83) на границе кривой относительной спектральной бактерицидной эффективности λ 315 nm, представляющая также границу диапазонов приходящего к земной поверхности солнечного ультрафиолета UVB (280–315 nm) и UVA (315–400 nm). Для подтверждения полученных выводов о связи различных групп вирусов с излучением UV в 24 цикле CA мы использовали данные по численности ВИЧ-инфицированных в Российской

Федерации за период с 1997 по 2019 гг. (https://www.crie.ru/). Данные по интенсивности λ 315 nm выбирались на сайте https://lasp.colorado.edu/. В качестве показателя СА выбран индекс Mg II (https://www.iup.uni-bremen.de/deu).

Результаты

На рис. 1(а) представлен ряд численности ВИЧ-инфицированных в Российской Федерации с 1997 по 2019 гг., полученный после удаления линейного тренда из-за роста парентеральных контактов при употреблении наркотиков с 1990 г.



Рис. 1 а) ряд численности ВИЧ-инфицированных (HIV-p) в РФ за период с 1997 по 2019 гг. (после удаления тренда из-за парентеральных контактов при употреблении наркотиков), **b)** и **c)** – сравнение численности ВИЧ-инфицированных в РФ с интенсивностью λ315 nm и индексом Mg II (280 nm) за период с 1997 по 2019 гг. (23–24 CA)

После удаления тренда на графиках (b) и (c) видно близкое согласование ряда ВИЧ-инфицированных (HIV-p) с изменением интенсивности λ 315 nm и индекса Mg II. Также видно, что максимумы HIV-p соответствуют максимумам CA в 2002 г. и 2015 г. На рис. 2 представлено сравнение HIV-p и глобальных эпидемий (GE) с интенсивностью λ 315 nm. На графике можно определить предшествующий максимум GE (2001–2022 гг.), так как оценка связи частоты пандемий за период 23 цикла CA не представляется возможной из-за отсутствия части данных на сайте BO3 (www.who.int).



Рис. 2 Сопоставление хода ВИЧ-инфицированных в РФ и глобальных эпидемий (GE) с интенсивностью λ315 nm за период с 1997 по 2019 гг. (23–24 CA)

Периодограммы спектральных наблюдений UVB-UVA на ст. Новолазаревская (Антарктида) за период 24 цикла СА показали временной диапазон флуктуаций с группами ~ 3-10 мин, ~20-35 мин и 60-80 мин [2]. По нашему предположению, отмеченные колебания способны воздействовать на циркадный ритм и активность мозга через сетчатку глаза, т.к. меланопсинсодержащие ганглиозные клетки сетчатки (МГКС), обеспечивающие рефлекторное сокращение зрачка при раздражении светом и передающие информацию по ретино-гипоталамическому тракту к супрахиазматическому ядру, участвуют в регулировании циркадного ритма и активности мозга (~40% клеток мозга получают информацию от МГКС [3]). Вероятно, суточные ритмы и колебания интенсивности UV могут определять уровень активности не только вирусов, но и систем иммунной защиты организма. Подтверждением тому служит активность молекулярного циркадного осциллятора, включающего фото- и магниточувствительные криптохромы, в большинстве клеток, в том числе иммунных [4]. В ходе солнечных циклов вирусная инфекция, приводящая к повреждению и гибели клеток-мишеней, оказывает противовоспалительное воздействие и вызывает активацию иммунной системы, формируя её макроритмы, синхронные с циклами СА.

Годовые дозы суммарного излучения UVB в регионах Земного шара имеют разную величину, что обусловлено метеорологическими и орографическими характеристиками регионов планеты [5]. В этой связи статистика заболеваний от притока UVB, включающая злокачественную меланому, базалиому, рак роговицы и др., будет различной в регионах планеты. Это справедливо и для вирусных глобальных пандемий.

Заключение

Графики на рис. 1 и рис. 2 демонстрируют тесную связь различных групп вирусов с вариациями интенсивности UV в 11-летнем цикле СА. Эти вариации (колебания, флуктуации) способны формировать в живой среде разные ритмы, в т.ч. инфрадианные макроритмы, участвующие в функционировании иммунной системы человека. Резюмируя рис. 1–2, следует вывод о высокой чувствительности различных вирусов к циклам СА и излучению на границе UVB/UVA – 315 nm, определяющему условие для начальной стадии интенсификации (или редукции) патогенной среды в планетарном масштабе. Высокая степень связи глобальных эпидемий (r~0.83) и активности вируса иммунодефицита человека (r~0.7) обеспечивается, вероятно, высокой энергией UV-кванта, которая передается поглощающей молекуле белка вируса и разрушается при < λ 315 nm.

- 1. Шаповалов С.Н., Чернышева М.П. Солнечное UVB излучение как фактор воздействия космического климата на глобальные эпидемии // Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2023». Труды конф. / Под ред. А.В. Степанова, Ю.А. Наговицына - СПб: 2023. С. 361-364.
- 2. *Shapovalov S.N.* The Temporal Characteristics of the UVB–UVA Solar Radiation during Seasonal Observation Periods in Antarctica and the Arctic // Geomagnetism and Aeronomy, 2023, Vol. 63, No. 7, pp. 239–247.
- Tiffany M., Schmidt, Michael Tri H. Do, et al. Melanopsin-Positive Intrinsically Photosensitive Retinal Ganglion Cells: From Form to Function // Journal of Neuroscience, 2011, 31 (45) 16094-16101; DOI:10.1523/JNEUROSCI.4132-1.2011
- 4. *Чернышева М.П.* Временная структура биосистем и биологическое время. 2-е издание, 2016. СПб: изд-во «Супер», 190 с.
- 5. Белинский В.А., Андриенко Л.М. Ультрафиолетовая радиация Солнца и неба на Земном шаре. Атлас карт, номограмм и графиков. Издательство Московского университета. 1976. 80 с.

СВЯЗЬ ПОКАЗАНИЙ ПУЛЬСА И АРТЕРИАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ ИЗМЕНЕНИЯХ ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ И АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Шибаев И.Г.¹, Шибаев А.И.²

¹ИЗМИРАН, Москва, Россия ²МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

RELATIONSHIP BETWEEN PULSE AND BLOOD PRESSURE WITH CHANGES IN GEOMAGNETIC ACTIVITY AND ATMOSPHERIC PRESSURE

Shibaev I.G.¹, Shibaev A.I.²

¹IZMIRAN, Moscow, Russia ²Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Offered work is based on the data long, daily (in the morning and in the evening) monitoring of arterial pressure and pulse. These data are in detail analyzed together with magnetic field variation and the data of atmospheric pressure (Troitsk, 2000). Series are constructed reflecting dynamics of factors of correlation in the time and at simultaneous scanning researched characteristics. It is to note difference in reaction to change of geomagnetic data of morning and evening monitoring. The estimation of this influence is given.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-355-358

1. Введение

Работа опирается на длительные, регулярные наблюдения пульса – частоты сердечных сокращений (ЧСС) и артериального давления (АД). Значения этих показаний взяты из дневника самоконтроля пациента – мужчины 1940 года рождения. Обследование пациента, проведенное в начале 1997 года, диагностировало артериальную гипертонию (АГ) II стадии 2 ступени. С апреля 1997 г. после проведенного амбулаторного лечения осуществлялся ежедневный (утром и вечером) контроль за АД в домашних условиях под наблюдением врача. Такой самоконтроль позволяет врачу точнее оценивать истинный уровень артериального давления, подбирать антигипертензивный препарат при длительном лечении, что обеспечивает нормальную жизнедеятельность пациентов.

При общей оценке этих рядов за 13 лет [1, 2] были отмечены естественные отличия статистических характеристик утренних/вечерних показаний и их сезонный характер. Спектральная оценка рядов выявила присутствие «лунного» периода 27.35 дней только в утренних показаниях и четкое проявление «недельной» компоненты в вечерних данных, которая у пульса модулируется периодом ~3 года.

Важно подчеркнуть, что анализируются достаточно однородные ряды, так как и время, и условия снятия ежедневных показаний были подобны,

что в сочетании с длительным и эффективным контролем за состоянием пациента позволяет исследовать влияние внешних факторов на организм.

В работе рассмотрено влияния геомагнитной активности и атмосферного давления на взаимосвязь показаний мониторинга. Выбран 2000 год, как содержащий подробные комментарии активности пациента – экспедиции, командировки, праздники и т.д. Ниже приведены среднегодовые значения АД и ЧСС с их дисперсией за этот период.

	ЧСС утро / вечер	САД утро / вечер	ДАД утро / вечер
Mean	58.2 / 61.3	122.3 / 119.6	82.2 / 79.1
σ 1/2	4.2 / 5.7	6.9 / 9.5	3.8 / 5.4

2. Согласованность рядов самоконтроля и фоновые параметры

Привлекаются шестичасовые данные атмосферного давления [3], соответствующие срезы которого в 0, 6, 12 и 18 часов за 2000 год отражает рис. 1а. Показания атмосферного давления (в мм. рт. столба) приведены к соизмеримому масштабу, т. е. после вычитания среднегодового значения Mean = 743.4 нормировались на квадратный корень из дисперсии $\sigma^{1/2} = 7.3$. Изменение нормированной характеристики на единицу эквивалентно её изменению на соответствующее $\sigma^{1/2}$. Интересна оценка АД и ЧСС в моменты отклонения атмосферного давления от среднегодового более чем на 2 единицы (в размерных единицах $|dP| \ge 15$ мм. рт. ст.). Их средние значения (в соизмеримом масштабе) даны ниже.

Показатели	Число дней	ЧСС	САД	ДАД
	утро / вечер	утро / вечер	утро / вечер	утро / вечер
$\begin{array}{l} \text{mean} (\text{ dP} \ge +2) \\ \text{mean} (\text{ dP} \le \underline{-2}) \end{array}$	11 / 10	0.38 / -0.14	0.40 / 0.47	0.30 / 0.91
	13 / 10	-0.27 / -0.14	<u>-0.24</u> / 0.20	<u>-0.22</u> / 0.00

Видно, что знак возмущения утренних показаний совпадает со знаком возмущения атмосферного давления (выделено курсивом для «+» и подчеркиванием для « - »). Далее, в атмосферном давлении можно выделить несколько периодов, отражающих характер его поведения. Период T1 с 20 дня по 90 день – рост Р от очень низкого до высокого с отдельными перепадами. Далее до 240 дня период T2 – давление колеблется вокруг среднегодового значения. Период T3 с 240 дня по 290 день – Р возрастает до очень высокого. С 335 дня и до конца года давление от очень большого опускается до низкого – период T4. Также привлекаются минутные данные H, D, Z вариаций магнитного поля за 2000 год [4]. Для сопоставления магнитного поля с суточными данными мониторинга разумно опираться на суточные гармоники вариаций магнитного поля. Выделяя их и применяя пре-

образование Гильберта [5], мы получаем амплитуды (огибающие) суточных гармоник, как функции времени. Годовая динамика этих амплитуд для компонент H, D, Z отражена на рис. 1b, где по оси OX отложены сутки года, а значения амплитуд даны в нТл.



Рис. 1. Годовая динамика атмосферного давления (а) и амплитуд суточных гармоник Н, D, Z – компонент магнитного поля (b); г. Троицк, 2000 г. Ось ОХ – сутки года.

Так как значения АД и ЧСС весьма изменчивы и четкой функциональной связи между их величинами нет, то разумно оценивать состояние пациента через коэффициенты линейной корреляции г этих параметров. На временном интервале dT, для соответствующих фрагментов рядов A и B, вычисляется этот коэффициент r = Corr(A&B/dT). Сканируя интервал dT по временной оси и находя коэффициент корреляции в каждый момент времени, мы получим его временную динамику r(t) = Corr(A&B/dT; t).



Рис. 2. Временная динамика коэффициентов корреляции данных мониторинга: а) утро, б) вечер. ----- K1(t); ----- K2(t); ----- K3(t). Ось ОХ – сутки года.

Тогда всё разнообразие ситуаций отразится на интервал [-1; +1] и даст оценочный характер состояния организма. От рядов ЧСС, САД и ДАД мы переходим к корреляционным рядам K1÷K3 для утренних и вечерних показаний, где: K1(t) = Corr(ЧСС&САД/dT; t) – динамика коэффициента корреляции между ЧСС и САД; K2(t) = Corr(ЧСС&ДАД/dT; t) – корреляции между ЧСС и ДАД; K3(t) – между САД и ДАД. Временная динамика коэффициентов корреляции данных мониторинга за 2000 год представлена на рис. 2.

Рассмотрим подробней взаимосвязь пульса с артериальным давлением утренних корреляционных рядов (рис. 2a). Серой маркировкой внизу нанесены интервалы T1 ÷ T4, отражающие поведение атмосферного давления. Периоды T1, T3 и T4 хорошо легли на области K1(t) и K2(t) с явно выраженными трендами. На интервале T2, когда атмосферное давление меняется вокруг среднегодового значения, также нет монотонности в связях ЧСС с САД и ДАД. Далее привлекают внимание локальные отрицательные минимумы слева и справа от 100 дня и 200 дня, когда пульс меняется в противофазе с артериальным давлением. Сопоставляя с амплитудами суточных гармоник магнитного поля видим, что эти моменты выделяются также и там (рис. 1b). Динамика вечерних корреляционных рядов (рис. 2b) имеет совсем иной характер из-за ритмических нагрузок в течение дня.

3. Заключение

Результаты анализа позволяют выделить ряд ситуаций, когда связь ЧСС с АД можно сопоставить с внешними условиями:

- при низком или высоком Ратм вариации утренних значений ЧСС и АД совпадает со знаком вариаций атмосферного давления;

- временные периоды Ратм, отражающие характер его поведения, и области с явно выраженными трендами у рядов, характеризующих взаимосвязь утренних показаний ЧСС с АД, хорошо согласуются;

- максимумы (в 100 и 200 дни) суточных амплитуд H, D, Z компонент и их фронты наложились на периоды, когда утренние показания ЧСС и АД менялись в противофазе наиболее явно;

Можно заключить, что утреннее состояние организма более подвержено внешнему влиянию и отметить стабилизирующую роль ритмических нагрузок.

- 1. *Isaikina O., Yu. Kuksa, I. Shibaev.* Analyses of Characteristics of Long-Term Monitoring of Arterial Pressure and Pulse // Journal of Environmental Science and Engineering, 2012, V. 1, № 9 (B), p.1064–1073.
- 2. Исайкина О.А., Кукса Ю.И., Шибаев И.Г. Оценка характеристик длительного мониторинга артериального давления и пульса / Труды международной конференции «Влияние космической погоды на человека в космосе и на Земле» ИКИ РАН, 4-8 июня 2012 г. 2013, С. 695–707.

^{3.} http://cr0.izmiran.ru/mosc/main.htm

^{4.} ftp://ftp.iki.rssi.ru/magbase/database/

^{5.} Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных. – М.: Мир, 1989. 540 с.

РАСПРОСТРАНЕНИЕ И ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАСС

Якунина Г.В.

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

PROPAGATION AND INTERACTION OF CORONAL MASS EJECTIONS

Yakunina G.V.

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

Coronal mass ejections (CMEs) on the Sun interact with various structures. The interaction between CMEs and magnetic fields in the corona and interplanetary space, as well as the solar wind, determines the propagation and evolution of the CME itself. This article briefly presents the results of observations of CME-CME interactions. The duration of the collision may exceed 10 hours. CME-CME interactions may result in changes in the speed and direction of CME propagation. Observational and numerical studies have shown that the kinematic characteristics of two or more CMEs may change significantly after a CME interaction.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-359-362

Корональные выбросы массы (КВМ) играют ключевую роль в определении космической погоды. КВМ это мощные выбросы плазмы и магнитных полей из солнечной атмосферы. КВМ достигают максимальной скорости (до 3000 км/с) в среднем за ~54 мин. В зависимости от начальной скорости время движения от Солнца до Земли составляет от 1 до 4 дней. Более подробно о характеристиках КВМ см [1].

Выбросы сохраняют свою магнитную конфигурацию или топрологию, распространяются через гелиосферу на большие расстояния, взаимодействуют с солнечным ветром, воздействуя на планеты на своем пути. Аналог КВМ в гелиосфере называется межпланетным КВМ (МКВМ). Взаимосвязь между свойствами КВМ в короне и их межпланетными аналогами изучена недостаточно хорошо. До недавнего времени между этими двумя областями существовал большой пространственный разрыв, который мешал понять пространственную и временную эволюцию КВМ. Медленные КВМ могут распространяться через гелиосферу с отклонением в 2–30° как в широтном, так и в азимутальном направлении. Более быстрые КВМ имеют тенденцию распространяться радиально.

Помимо морфологического расширения КВМ демонстрируют отклонение или не радиальное движение, а также вращение, приводящее к изменению угла наклона КВМ. Оба отклонения создают проблему для прогнозирования попаданий или промахов КВМ, направленных на Землю, и, в конечном итоге, будет ли данный КВМ геоэффективным. Отклонение имеет тенденцию изменять направление движения КВМ от высоких широт к экватору во время солнечного минимума. Во время солнечного максимума направления отклонения могут быть сложными, как в сторону более высоких, так и в сторону более низких широт от исходного позиционного угла КВМ.

Корональный выброс 7.01.2014 г., связанный со вспышкой X1,2 (V ~2500 км/с), возник вблизи центра диска. Была предсказана сильная магнитная буря, но КВМ был отклонен к западу примерно на 37° по долготе. Центры прогнозирования космической погоды ошиблись в предсказании магнитной бури. КВМ почти полностью прошел мимо Земли [2].

Эволюция КВМ зависит от их начальной скорости во внешней короне относительно скорости окружающего солнечного ветра: более быстрые КВМ замедляются, в то время как более медленные КВМ ускоряются. По мере того, как КВМ распространяются дальше в межпланетное пространство, их скорости имеют тенденцию выравниваться со скоростью солнечного ветра.

Возможности наблюдения и изучения КВМ возросли в течение 24-го солнечного цикла, благодаря большому набору чувствительных приборов на борту космических аппаратов и наземным обсерваториям. Это дает уникальную возможность изучать КВМ с нескольких точек обзора и на разных радиальных расстояниях. Запуск с 2018 по 2020 г., трех космических аппаратов для исследования внутренней гелиосферы (BepiColombo, Parker Solar Probe и Solar Orbiter) открыл новые возможности в исследовании гелиосферы и ее сложной динамики.

Общая частота КВМ увеличилась в 24-м солнечном цикле по сравнению с 23-м циклом, хотя частота быстрых и широких КВМ снизилась. Количество интенсивных геомагнитных бурь в 24-м цикле снизилось. В 23-м цикле произошло 86 интенсивных геомагнитных бурь, в 24-м цикле всего 22 [3]. Были проведены сравнения КВМ типа гало, которые возникали вблизи лимба во время 23 и 24 циклов, наблюдалось 44 и 38 гало соответственно [4].

В работе [5] была оценена интенсивность 25-ого цикла по отношению к 23-му и 24-му циклам на основе интенсивности выбросов корональной массы типа гало. Гало КВМ схожи в 24 и 25 циклах, но отличаются от гало КВМ 23 цикла. Более слабые циклы имеют низкое давление в гелиосфере, что позволяет КВМ расширяться сильнее и, следовательно, повышает вероятность образования гало. Изменение свойств гало КВМ в солнечном цикле согласуется с методами прогнозирования циклов. 25 цикл аналогичен 24 циклу и немного сильнее его. Число КВМ гало не уменьшилось в 24 и 25 циклах, хотя число пятен (SSN) значительно уменьшилось. КВМ расширяются сильнее в 24 и 25 циклах, чем в 23, это приводит к большему количеству гало КВМ в 24 и 25 циклах [5].
Взаимодействия между последовательными КВМ могут привести к экстремальной буре в межпланетном пространстве. Это указывает на решающее значение взаимодействий КВМ–КВМ как для фундаментальной физики плазмы, так и для космической погоды. Процесс столкновения КВМ довольно сложен. В работе [6] сообщается о первом обнаружении на длинных радиоволнах взаимодействия между КВМ в межпланетной среде. Серия снимков SOHO/LASCO была получена 10.06.2000 г. Два КВМ1 (V = 1095 км/с) и КВМ2 (V = 1780 км/с) были связаны со вспышкой М5.2. Быстрый КВМ2 догоняет медленный КВМ1. Наблюдаемое усиление радиоизлучения – следствие ударной волны. Ударная волна, идущая впереди быстрого КВМ2, проходит через ядро КВМ1. В результате взаимодействия ядро медленного КВМ1 значительно изменило свою траекторию, см. рис. 2 [6]. Основываясь на характеристиках радиовсплеска, была оценена плотность ядра ~4·10⁴ см⁻³.

Непрерывные наблюдения КВМ в течение более чем двух солнечных циклов до сегодняшнего дня проводилось на LASCO/SOHO. Однако наблюдения LASCO страдали от эффектов проекции и ограниченного поля зрения (в пределах 30 R_{\odot} Солнца). В 2006 г. космические аппараты STE-REO стали проводить наблюдения с нескольких точек, что позволило оценить влияние проекции на характеристики КВМ [7]. С запуском STEREO стали чаще наблюдать взаимодействия КВМ в межпланетном пространстве. Это стимулировало наблюдательные и численные исследования в этой области. Было обнаружено, что взаимодействие КВМ-КВМ может привести к изменениям скорости и направления распространения КВМ. Взаимодействие КВМ-КВМ всегда связано со сложными явлениями, включая магнитное пересоединение, обмен импульсами, передачу энергии, изменения в расширении КВМ.

Выбросы корональной массы на Солнце взаимодействуют с магнитными полями в короне и межпланетном пространстве, а также солнечным ветром, управляют распространением и эволюцией самого КВМ. Структуры, возникающие в результате взаимодействия КВМ–КВМ, были подробно обсуждены в обзоре [8].

Сильнейшая магнитная буря в 23 цикле произошла 20.11.2003 г. (Dst = -472 нТл, Kp = 9). В АО 10501 18.11.2003 г. наблюдались 3 вспышки, выбросы волокон и два КВМ. На рисунке приведены изображения двух взаимодействующих КВМ. В результате взаимодействие КВМ в межпланетном пространстве, область взаимодействия сжалась, южный компонент межпланетного магнитного поля увеличился. Магнитное облако положительной helicity было зафиксировано КА АСЕ 20 ноября. Это облако плазмы образовалось в результате выброса правостороннего волокна.

Взаимодействие КВМ–КВМ может привести к изменениям скорости и направления распространения КВМ. Наблюдательные и численные исследования показали, что кинематические характеристики двух или более

КВМ могут значительно измениться после взаимодействия КВМ. Сжатие одного КВМ другим и распространение ударной волны внутри магнитного выброса могут приводить к длительному периоду усиления магнитного поля в южном направлении, что может вызывать интенсивные геомагнитные бури [9]. Интенсивность направленного на юг магнитного поля, связанного с направленными на Землю корональными выбросами массы, имеет решающее значение для определения масштабов последующих геомагнитных бурь [10].



Рисунок. КВМ 20.11.2003 г. а) КВМ 08:06 UT, V ~1223 км/с, ширина 104°; б) КВМ 08:50 UT, V~1660 км/с, гало.

Столкновения КВМ оказывают влияние на космическую погоду. Понимание характеристик распространения КВМ от Солнца к Земле является ключом к оценке их геоэффективного поведения. Чтобы лучше понять сложности, связанные с взаимодействующими КВМ, необходимы новые модели и новые данные наблюдений. Наблюдения КВМ и их взаимодействия на разных гелиоцентрических расстояниях от Солнца с помощью миссий Parker Solar Probe и Solar Orbiter может помочь в проверке моделей прогнозирования магнитного поля КВМ.

Литература

- 1. Zhang J., Temmer M., Nat Gopalswamy N. et al. // PEPS, 2021, 8, 56.
- 2. Mays M.L., Thompson B.J., Jian L.K. et al. // ApJ, 2015, 812, 145.
- 3. Gómez J., Podladchikova T., Veronig A. et al. // ApJ, 2020, 899:47 (14 pp).
- 4. Gopalswamy N., Akiyama S., and Yashiro S. // ApJL, 2020, 897, L1, (7 pp).
- 5. Gopalswamy N., Michałek G., Seiji Yashiro S. et al. // 2024 arXiv240704548.
- 6. Gopalswamy N., Yashiro S., Kaiser M. et al. // ApJL, 2001, 548, 91.
- 7. Mishra W., Teriaca L. // J Astrophysics, 2023, 44, 20.
- 8. Lugaz N., Temmer M., Wang Y. et al. // Solar Phys, 2017, 292, 64.
- 9. Farrugia C.J., Jordanova V.K., Thomsen M.F. et al. // JGR, 2006, 111, A11104.
- 10. Koya S., Patsourakos S., Georgoulis M.K. et al. // A&A, 2024, 690, A233.

ДВУХПЕРИОДИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ ПЛАЗМЫ В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Дертеев С.Б., Сапралиев М.Е., Бембитов Д.Б., Наминова А.Д., Михаляев Б.Б.

Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

TWO-PERIODIC PLASMA OSCILLATIONS IN THE SOLAR CORONA

Derteev S.B., Sapraliev M.E., Bembitov D.B., Naminova A.D., Mikhalyaev B.B.

Kalmyk State University, Elista, Russia

The paper considers wave processes that occur in the solar atmosphere. A model of nonadeabatic acoustic waves in high-temperature plasma is constructed, which is applied to the description of compression waves. These waves are observed everywhere in coronal holes and loops. We believe that dispersion and damping of acoustic waves can lead to the appearance of quasi-periodic oscillations. The thermal conduction effect leads to the formation of a local minimum of the group speed, which makes possible the appearance of wave groups with a "short" and "long" period.

https://doi.org/10.31725/0552-5829-2024-363-366

Волны сжатия

Волны сжатия в солнечной короне наблюдают в основном в КУФдиапазоне (*Solar Dynamics Observatory* и *Solar Orbiter*). Для наблюдения выбирают определенную область, зачастую на лимбе Солнца, чтобы уменьшить эффект проекции (рис. 1).



Рис. 1. Область, где фиксируют значения интенсивности возмущений [1].

Далее, вдоль линии распространения волны, выбирают место, где считывают значения интенсивности. Но существует ряд проблем, которые имеют место во всех работах на эту тему. Для примера, в статье Banerjee et al. (2011) возмущения интерпретированы как волны, но скорость меньше звуковой [1]. Представлен временной ряд изменения интенсивности (рис. 2). Локальный вейвлет-спектр показывает нерегулярность периодов на всем времени наблюдения, что мало похоже на картину квазипериодических колебаний. При этом авторы выделяют два глобальных периода, и заявляют о квазипериодических колебаниях. На временном сигнале выделяются несколько острых всплесков, и, как известно, узколокализованным сигналам соответствует широкий спектр.



Рис. 2. Временной сигнал, локальный вейвлет-спектр, глобальный вейвлет-спектр (выделено два периода) [1].

Модель

Для описания волн используются уравнения одномерной газодинамики с учетом эффектов теплопроводности, нагрева и охлаждения [2]:

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = -\frac{R}{M} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{RT}{M\rho} \frac{\partial \rho}{\partial x},$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + \rho \frac{\partial v_x}{\partial x} = 0,$$
(1)
$$\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + (\gamma - 1)T \frac{\partial v_x}{\partial x} = (\gamma - 1) \frac{M}{R\rho} \frac{\partial}{\partial x} \left(\varkappa(T) \frac{\partial T}{\partial x}\right) - (\gamma - 1)Q_{hc},$$

$$Q_{hc} = \rho \Lambda(T) - H,$$

где $\Lambda(T)$ – функция радиационных потерь, $H = \rho_0 \Lambda(T_0)$ – постоянная функция нагрева в равновесном состоянии, $\gamma = 5/3$ – показатель адиабаты, M = 0.62 г моль⁻¹ – молярная масса. Как известно функция излучения зависит от многих параметров и имеет сложный вид, в данном случае предложена интерполяция кубическими сплайнами, что дает необходимую точность [3]. Для коэффициента теплопроводности берется классическое спитцеровское выражение

$$\kappa(T) = 2.28 \times 10^{-6} T^{5/2} \, \text{эрг см}^{-1} \text{c}^{-1} \text{K}^{-1}.$$
 (2)

После стандартного метода линеаризации, получим дисперсионное соотношение в безразмерной форме [3]:

$$\widetilde{\omega}^{3} + iA\widetilde{\omega}^{2} - \widetilde{\omega}\widetilde{C}_{s}^{2}\widetilde{k}^{2} + iB = 0,$$

$$A = A_{1}\widetilde{k}^{2} + A_{2}, B = \left[-\left(A_{1}\widetilde{k}^{2} + A_{2}\right) + A_{3}\right]\widetilde{C}_{s}^{2}\widetilde{k}^{2}/\gamma,$$
(3)

где коэффициенты A₁, A₂ и A₃ определяются выражениями

$$A_{1} = (\gamma - 1)Mm(k)^{2}\tilde{\kappa}(\tilde{T}_{0})/(R\tilde{\rho}_{0}m(\omega)),$$

$$A_{2} = (\gamma - 1)M\tilde{\rho}_{0}\tilde{\Lambda}'(\tilde{T}_{0})/(Rm(\omega)),$$

$$A_{3} = (\gamma - 1)M\tilde{\rho}_{0}\tilde{\Lambda}(\tilde{T}_{0})/(Rm(\omega)).$$
(4)

Многопериодические колебания

Исследованы свойства дисперсии и затухания акустических волн, которые играют важнейшую роль в появлении квазипериодических колебаний. На рисунке 3 показана зависимость групповой скорости от периода. Левый минимум вызван теплопроводностью, а правый – нагревом и охлаждением. Эффект нагрева и охлаждения увеличивает скорость, но мало влияет на положение первого минимума [4].



Рис. 3. Зависимость групповой скорости от периода для разных температур, при $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$, теплопроводность и нагрев/охлаждение (справа), только нагрев/охлаждение (слева) [4].

Первые попытки объяснения появления квазипериодических колебаний были сделаны еще в 1984 году (механизм РЭБ) [5]. Рассматривалось поведение импульсного возмущения в магнитной трубке. Вследствие распространения группы волн, которые лежат по обе стороны от минимума, могут накладываться и двигаться с одинаковой скоростью и имеют разные периоды. Тем самым образуют квазипериодические колебания в точке наблюдения. В данном случае имеет место модифицированный механизм РЭБ, важным замечанием является то, что групповая скорость волновых пакетов меньше звуковой скорости [4].

Результаты исследования

Начальное возмущение представим в виде интеграла Фурье

$$\rho = \epsilon \rho_0 \int_0^{k_{max}} F(k) e^{-\delta(k)t} \cos(kx - \omega(k)t) \, dk, \tag{5}$$

а спектральную плотность в виде $F(k) = e^{-d^2k^2/4}$, d – длина первоначального возмущения. Рассмотрим случай, когда $n_0 = 10^9 \text{ см}^{-3}$ и $T_0 = 10^6$ К. В результате получаем временной сигнал, который со временем распадается на два (рис. 4, верхний). Стоит обратить внимание на появление двух периодов при x = 58 Мм (рис. 4, нижний). Этот результат хорошо согласуется с наблюдениями: первый меньше 10 минут, второй больше 10 минут. Для моделирования использовался вейвлет Морле.



Рис. 4. Временной сигнал и вейвлет-спектр [4].

Теперь на работу Banerjee et al. (2011) можно взглянуть по-другому. Выделен отдельный локализованный всплеск, и ему на локальном вейвлетспектре соответствует пара максимумов, которая образует треугольную форму. Основываясь на вышесказанном, можно предложить, что наблюдаемые возмущения интенсивности – не волна, а последовательность отдельных локализованных возмущений [4].

Исследование выполнено по госзаданию Минобрнауки РФ (№ 075-03-2024-113 «Разработка новых наблюдательных и теоретических подходов в прогнозе космической погоды по данным наземных наблюдений»).

Литература

- 1. *Banerjee D. et al.* Propagating MHD waves in coronal holes // Space Sci. Rev., 2011, 158, 267.
- 2. Derteev S. et al. Damping and dispersion of non-adiabatic acoustic waves in a high-temperature plasma: a radiative-loss function // Physics, 2023, 5, 215.
- 3. *Mikhalyaev B.B. et al.* Acoustic waves in a high-temperature plasma II. Damping and instability // Solar Physics, 2023, 298, 102.
- 4. *Derteev et al.* Acoustic waves in a high-temperature plasma III. Two-periodic disturbances // Solar Physics, 2024, 299, 141.
- 5. Roberts R. et al. On coronal oscillations // Astrophys. J., 1984. 279. 857.

СПИСОК АВТОРОВ

Абраменко В.И. 3, 111, 213 Абрамов-Максимов В.Е. 9, 13, 25 Александрин С.Ю. 265 Алексеев И.Ю. 17, 165 Андреева Т.С. 315 Антонюк К.А. 41 Анфиногентов А.С. 197 Ахтемов З.С. 21 Бакунина И.А. 13, 25 Баранов Д.Г. 69 Белова О.М. 209 Бембитов Д.Б. 363 Березин И.А. 29, 33, 303 Бескровная Н.Г. 135 Биленко И.А. 37 Бондарь Н.И. 17, 41, 45 Бычков К.В. 209 Васильев Г.И. 49, 53 Васильев С.С. 57 Ватагин П.В. 185 Веретененко С.В. 61, 65 Вернова Е.С. 69, 181 Волобуев Д.М. 73, 217 Вохмянин М.В. 127 Головко А.А. 77 Голубчина О.А. 81 Гопасюк О.С. 85 Горбачев М.А. 89 Горшков А.Б. 209 Григорьева И.Ю. 93, 237, 299 Губин А.В. 347 Данилова О.А. 249 Дашинимаева С.А. 197 Демина И.М. 253 *Дергачев В.А.* 57, 97, 189 Дертеев С.Б. 363 Дмитриев П.Б. 65 Дормидонтов Д.В. 33 Ерофеев Д.В. 103

Живанович И. 107, 177 Жмуркина А.Д. 153 Жукова А.В. 111 Загайнова Ю.С. 115 Зайцев В.В. 119, 123, 201 Зимовеи И.В. 169, 229, 233 Золотова Н.В. 127 Иванов В.Г. 131 Иванов Е.Ф. 169 Ихсанов Н.Р. 135 Ишков В.Н. 139, 145 Калинин А.А. 149 Калинина Н.Д. 149 Кальтман Т.И. 193 Кафтан В.И. 173 Кашапова Л.К. 153, 347 Киселев В.И. 169 Кислов Р.А. 157, 161 Ковальцов Г.А. 49 Козлова О.В. 17, 165 Койнаш Г.В. 169 Комитов Б.П. 173 Константинов А.Н. 53 Копылова Ю.Г. 339 Королькова О.А. 107, 177, 285 Костюченко И.Г. 181 Кудрявцев И.В. 73, 185, 189, 193 Кудрявцева А.В. 197 Кузнецов А.А. 201 Кузнецов С.А. 25 Кузьменко И.В. 103 Куприянова Е.Г. 205 Купряков Ю.А. 209 Куиенко А.С. 213 Лагойда И.А. 265 Лебедев А.А. 257 Лебедев М.Н. 145 Лебедев Н.И. 145 Литвишко Д.В. 213

Майоров А.Г. 265, 269 Макаренко Н.Г. 73, 217 Малютин В.А. 209 Мельников В.Ф. 25, 273, 277, 327 Мерзляков В.Л. 221 Михаляев Б.Б. 261, 363 Михаляев О.Н. 261 Можаровский С.Г. 225 Моргачев А.С. 281 Моторин А.С. 229 Моторина Г.Г. 229, 281 Мышьяков И.И. 197 Наговицын Ю.А. 189 Наминова А.Д. 363 Нечаева А.Б. 233 Низамов Б.А. 169 Обридко В.Н. 115 Овчинникова Н.Е. 193 Огурцов М.Г. 237 Ожередов В.А. 93, 237, 299 Остряков В.М. 49, 53 Павлов А.К. 53 Петерова Н.Г. 315 Пить Н.В. 41 Плотников А.А. 21 Подгорный А.И. 245 Подгорный И.М. 245 Птицына Н.Г. 249, 253 Пустильник Л.А. 135 Рахимов И.А. 315 Рожкова Д.В. 347 Романов В.А. 257 Романов Д.В. 257 Романов К.В. 257 Руденко Г.В. 115 Рыбинцев А.С. 217 Рыспаева Е.Б. 335 Садовский А.М. 299 Сапралиев М.Е. 33, 261, 363 Симонова Т.В. 119 Сирук С.А. 265, 269 Склярова Е.М. 343 Смирнов Д.А. 273, 277

Смирнова В.В. 281 Соловьёв А.А. 107, 177, 285 Старкова Л.И. 221 Старченко С.В. 161, 291, 295 Степанов А.В. 123, 339 Степанов Е.А. 257 Струминский А.Б. 93, 237, 299 Тлатов А.Г. 29, 33, 303, 307, 311 Тлатова К.А. 303, 307, 311 Топчило Н.А. 315 Тясто М.И. 69, 249 Файнштейн В.Г. 115 Федоров В.М. 319, 323 Филатов Л.В. 327 Фролов Д.М. 323 Фурсяк Ю.А. 331 Холтыгин А.Ф. 335 Цап Ю.Т. 21, 281, 339 Чариков Ю.Е. 205, 343 Чернышева М.П. 351 Шабалин А.Н. 205, 343 Шаин А.В. 25 Шамсутдинова Ю.Н. 153, 347 Шаповалов С.Н. 351 Шапошников В.Д. 21 Шарыкин И.Н. 169, 229, 233 Шибаев А.И. 355 Шибаев И.Г. 355 Шляпников А.А. 45, 89 Шрамко А.Д. 33 Юлбарисов Р.Ф. 265, 269 Яковлева С.В. 295 Якунина Г.В. 359

СОДЕРЖАНИЕ

Абраменко В.И. Взаимосвязь между фотосферой и короной	3
Абрамов-Максимов В.Е. Симпатические явления по наблюдениям на радиогелиографе Нобе- яма	9
<i>Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.</i> Предвспышечные флуктуации радиоизлучения Солнца по наблюде- ниям на RSTN и NORH	13
Алексеев И.Ю., Козлова О.В., Бондарь Н.И. Фотометрические исследования FK Com	17
Ахтемов З.С., Цап Ю.Т., Шапошников В.Д., Плотников А.А. Измерения максимальных напряженностей сильных магнитных по- лей солнечных пятен по данным МWO, КрАО и Hinode	21
Бакунина И.А., Мельников В.Ф., Шаин А.В., Кузнецов С.А., Абра- мов-Максимов В.Е. Поведение микроволнового излучения в активных областях с «запер- тыми» и «открытыми» магнитными жгутами	25
<i>Березин И.А., Тлатов А.Г.</i> Переполюсовка в 25-м цикле активности по данным измерений маг- нитных полей Солнца и наблюдений в линии Н _а	29
Березин И.А., Тлатов А.Г., Шрамко А.Д., Сапралиев М.Е., Дорми- донтов Д.В. Система обработки, хранения и доступа к мульти-инструментальным данным солнечной активности	33
Биленко И.А. Особенности топологии солнечных магнитных полей в 21–25 циклах	37
Бондарь Н.И., Антонюк К.А., Пить Н.В. Развитие пятен на поверхности полностью конвективной звезды V639 Her	41
<i>Бондарь Н.И., Шляпников А.А.</i> Короткие циклы активности красных карликов по разным обзорам	45
Васильев Г.И., Ковальцов Г.А., Остряков В.М. Гамма-излучение спокойного Солнца: линии ~0.84 МэВ и ~1.2 МэВ	49

Васильев Г.И., Константинов А.Н., Остряков В.М., Павлов А.К. Атмосферный ³ Не как индикатор воздействия межзвёздного газа на солнечную модуляцию	53
Васильев С.С., Дергачев В.А. Изменения параметра солнечной модуляции в Голоцене и наклон геомагнитного диполя	57
Веретененко С.В. Вариации атмосферных характеристик в высокоширотной области северного полушария во время солнечных протонных событий янва- ря 2005 года	61
Веретененко С.В., Дмитриев П.Б. Магнитный цикл Хейла в геофизических характеристиках и траекто- риях внетропических циклонов в Северной Атлантике	65
Вернова Е.С., Тясто М.И., Баранов Д.Г. Дисбаланс положительных и отрицательных фотосферных магнит- ных полей для различной напряженности поля	69
Волобуев Д.М., Кудрявцев И.В., Макаренко Н.Г. Проблемы и перспективы реконструкции 11-летних циклов солнеч- ной активности по радиоуглероду	73
<i>Головко А.А.</i> Управляющие параметры эволюции солнечных активных областей	77
Голубчина О.А. Яркостные температуры и электронные концентрации сантиметрово- го излучения открытой северной полярной области Солнца по дан- ным наблюдений максимальной фазы солнечного затмения 29.03.2006 г.	81
Гопасюк О.С. Статистические свойства мягкого рентгеновского излучения во время мощных вспышечных событий	85
Горбачев М.А., Шляпников А.А. Звезда Эйнара Герцшпрунга – DH Car. Историческая справка и вспышечная активность	89
<i>Григорьева И.Ю., Ожередов В.А., Струминский А.Б.</i> К вопросу модуляции потока галактических космических лучей солнечной активностью	93

Лергачев В.А.	
Изменение климата на интервале последних 540 миллионов лет и прогнозы будущего изменения климата	97
<i>Ерофеев Д.В., Кузьменко И.В.</i> Пространственно-временные вариации энерговыделения во время вспышки класса М по измерениям яркости вспышечных лент	103
Живанович И., Соловьёв А.А., Королькова О.А. Связь напряженности магнитного поля в центре пятна с полем на его границе и площадью пятна	107
Жукова А.В., Абраменко В.И. Исследование удельных потоков активных областей разных магнито- морфологических классов	111
Загайнова Ю.С., Обридко В.Н., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В. О некоторых особенностях эволюции магнитного комплекса актив- ности, включающего АО NOAA 11944 и NOAA 11946, при его про- хождении по диску Солнца	115
Зайцев В.В., Симонова Т.В. Критические токи в корональных магнитных петлях	119
Зайцев В.В., Степанов А.В. Быстрые рентгеновские предвестники солнечных вспышек	123
Золотова Н.В., Вохмянин М.В. Долгоживущие группы пятен семнадцатого столетия	127
Иванов В.Г. «Игрушечные» модели 11-летней солнечной цикличности и правило Гневышева-Оля	131
<i>Ихсанов Н.Р., Пустильник Л.А., Бескровная Н.Г.</i> Магнито-вспышечная активность красных карликов в полярах	135
<i>Ишков В.Н.</i> Текущий момент развития 25 цикла солнечной активности: фаза мак- симума	139
<i>Ишков В.Н., Лебедев Н.И., Лебедев М.Н.</i> Вспышечная активность фазы максимума текущего 25 цикла солнечной активности	145
Калинин А.А., Калинина Н.Д. Расчет спектра простой магнитогидростатической модели протубе- ранца	149

<i>Кашапова Л.К., Жмуркина А.Д., Шамсутдинова Ю.Н.</i> Место первичного энерговыделения и радиовсплески III типа во вре- мя начала мощной солнечной вспышки	153
<i>Кислов Р.А.</i> Высокоширотные токовые слои в полярной гелиосфере и эффект их коротации с источником внутри корональной дыры	157
Кислов Р.А., Старченко С.В. Эволюция суммарной магнитной и кинетической энергии в конвек- тивной зоне звезды.	161
Козлова О.В., Алексеев И.Ю. Необычная спектральная активность запятненного гиганта KU Peg	165
Койнаш Г.В., Зимовец И.В., Шарыкин И.Н., Иванов Е.Ф., Кисе- лев В.И., Низамов Б.А.	
Многоволновые наблюдения квазипериодических пульсаций им- пульсной солнечной вспышки С2.8	169
<i>Комитов Б.П., Кафтан В.И.</i> Годовые кольца деревьев и солнечные циклы в климате Земли	173
<i>Королькова О.А., Живанович И., Соловьёв А.А.</i> Долгопериодические колебания магнитного поля солнечных пятен по данным SDO	177
Костюченко И.Г., Вернова Е.С. Эффект Гневышева в суммарной по диску площади групп пятен раз- ных размеров	181
<i>Кудрявцев И.В., Ватагин П.В.</i> О влиянии обратного тока на возбуждение ленгмюровских волн в плазме солнечных вспышек	185
<i>Кудрявцев И.В., Дергачев В.А., Наговицын Ю.А.</i> Изменение климата Земли в 13–15 тысячелетиях до нашей эры. Возможная причина	189
<i>Кудрявцев И.В., Овчинникова Н.Е., Кальтман Т.И.</i> Диагностика ленгмюровской турбулентности на основе дециметро- вого излучения слабого транзиентного события 16 марта 2023 г	193
Кудрявцева А.В., Мышьяков И.И., Анфиногентов А.С., Дашинима- ева С.А.	
Источник над нейтральной линией в солнечной вспышке 23 марта 2024 года	197

<i>Кузнецов А.А., Зайцев В.В.</i> Радиоизлучение ударной волны в окрестности экзопланеты HD 189733b	201
<i>Куприянова Е.Г., Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е.</i> О бетатронном ускорении в симметрично осциллирующих корональных структурах	205
Купряков Ю.А., Бычков К.В., Горшков А.Б., Малютин В.А., Бело- ва О.М. Анализ динамики развития вспышки SOL2013-05-17	209
<i>Литвишко Д.В., Куценко А.С., Абраменко В.И.</i> Статистическое сопоставление параметров анти-Хейловских активных областей и параметров всех активных областей на Солнце	213
<i>Макаренко Н.Г., Рыбинцев А.С., Волобуев Д.М.</i> Топологический анализ сети, дуальной временному ряду чисел Вольфа	217
<i>Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.</i> Изменение ориентации дипольного момента активной области Солнца	221
<i>Можаровский С.Г.</i> Измерения продольного магнитного поля по спектророляриметри- ческим данным	225
<i>Моторина Г.Г., Шарыкин И.Н., Зимовец И.В., Моторин А.С.</i> Поиск возможных предвестников серии солнечных вспышек в актив- ной области 12230 9 декабря 2014 г.	229
<i>Нечаева А.Б., Зимовец И.В., Шарыкин И.Н.</i> Незатухающие колебания солнечных корональных петель как воз- можные предвестники мощных вспышек	233
<i>Огурцов М.Г.</i> Климат Земли и квазидвухсотлетняя цикличность в вулканической активности	237
<i>Ожередов В.А., Струминский А.Б., Григорьева И.Ю.</i> Создание интегральной обучающей базы для классификации вспы- шек методом машинного обучения	241
Подгорный А.И., Подгорный И.М. Положения солнечных вспышек и цепочки максимумов плотности тока, лежащих на особых линиях, полученные в результате МГД мо- делирования над активной областью	245

Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И.

Отклик жесткости геомагнитного обрезания космических лучей на изменения динамических и магнитных параметров солнечного ветра и геомагнитной активности во время бури 23–24 марта 2023 г	249
<i>Птицына Н.Г., Демина И.М.</i> Мультидекадные вариации в солнечной активности и климате Земли	253
Романов К.В., Романов Д.В., Романов В.А., Степанов Е.А., Лебе- дев А.А. Распространение крутильных волн в зарождающихся солнечных пят- нах	257
Сапралиев М.Е., Михаляев О.Н., Михаляев Б.Б. Служба геоэффективности событий солнечной активности	261
Сирук С.А., Александрин С.Ю., Лагойда И.А., Майоров А.Г., Юлбарисов Р.Ф. Перспективная научная станция в горных районах арктической зоны РФ	265
Сирук С.А., Майоров А.Г., Юлбарисов Р.Ф. Расчет эффективных энергий нейтронных мониторов с использова- нием результатов эксперимента AMS-02	269
<i>Смирнов Д.А., Мельников В.Ф.</i> Диагностика динамики магнитного поля в области солнечных вспы- шек на основе данных Сибирского радиогелиографа	273
<i>Смирнов Д.А., Мельников В.Ф.</i> Радиодиагностика вспышек на основе частотного спектра в ограни- ченном диапазоне частот	277
<i>Смирнова В.В., Цап Ю.Т., Моторина Г.Г., Моргачев А.С.</i> Особенности субтерагерцового излучения вспышки SOL20130416T07:30 класса С	281
Соловьёв А.А., Королькова О.А. Жгутовые модели солнечных вспышек и переход волокна в режим коронального выброса	285
<i>Старченко С.В.</i> Магнитная и кинетическая энергии конвективной зоны подобных Солнцу звезд в зависимости от их светимости и известных парамет- ров	291

Старченко С.В., Яковлева С.В. Спектры годовых чисел Вольфа и соответствующих знакоперемен- ных полей	295
Струминский А.Б., Садовский А.М., Ожередов В.А., Григорье- ва И.Ю. Длительность и темп ускорения протонов в GLE и не GLE событиях	299
<i>Тлатов А.Г., Березин И.А., Тлатова К.А.</i> Моделирование формирования крупномасштабного магнитного поля и прогнозирование циклов активности	303
<i>Тлатов А.Г., Тлатова К.А.</i> Биполи в расширенном цикле солнечной активности	307
<i>Тлатова К.А., Тлатов А.Г.</i> Дифференциальное вращение и меридиональные перемещения от- дельных солнечных пятен	311
<i>Топчило Н.А., Рахимов И.А., Андреева Т.С., Петерова Н.Г.</i> Результаты тестовых наблюдений прилимбовой зоны Солнца на волне 3.5 см на РТ-32 ИПА РАН	315
Федоров В.М. Изотопная и солярная геохронология и климатостратиграфия не- оплейстоцена и голоцена	319
Федоров В.М., Фролов Д.М. Особенности соотношений сезонного и годового облучения Земли в неоплейстоцене	323
Филатов Л.В., Мельников В.Ф. Рассеяние и ускорение нетепловых электронов при согласованном	
взаимодействии с нестационарной турбулентностью вистлеров во вспышечной петле	327
Фурсяк Ю.А. Полный электрический ток в активных областях с разным уровнем вспышечной продуктивности	331
<i>Холтыгин А.Ф., Рыспаева Е.Б.</i> Звезды типа γ Cas: переменность оптического и рентгеновского излучения	335
Цап Ю.Т., Степанов А.В., Копылова Ю.Г. Кулоновские столкновения и ускорение заряженных частиц в солнечных вспышках	339

Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е., Склярова Е.М. Субсекундные рентгеновские и радиовсплески излучения в солнеч- ных вспышках	343
Шамсутдинова Ю.Н., Рожкова Д.В., Кашапова Л.К., Губин А.В. Использование методов машинного обучения для создания каталога солнечных вспышек по наблюдениям на Сибирском Радиогелиографе	347
Шаповалов С.Н., Чернышева М.П. Фактор солнечной активности с высокой фотобиологической и фото- химической активностью	351
Шибаев И.Г., Шибаев А.И. Связь показаний пульса и артериального давления при изменениях геомагнитной активности и атмосферного давления	355
<i>Якунина Г.В.</i> Распространение и взаимодействие корональных выбросов масс	359
Дертеев С.Б., Сапралиев М.Е., Бембитов Д.Б., Наминова А.Д., Ми- халяев Б.Б. Двухпериодические колебания плазмы в солнечной короне	363
Список авторов	367
Содержание	369