ISSN 0552-5829

МИНОБРНАУКИ РОССИИ

Год науки и технологий
Российской Федерации

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК
ГЛАВНАЯ (ПУЛКОВСКАЯ) АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ

XXV ВСЕРОССИЙСКАЯ ЕЖЕГОДНАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ
ПО ФИЗИКЕ СОЛНЦА

СОЛНЕЧНАЯ
И СОЛНЕЧНО-ЗЕМНАЯ
ФИЗИКА – 2021

ТРУДЫ

Санкт-Петербург
2021

Сборник содержит доклады, представленные на XXV Всероссийскую ежегодную конференцию по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2021» (4 – 8 октября 2021, ГАО РАН, Санкт-Петербург). Конференция проводилась Главной (Пулковской) астрономической обсерваторией РАН при поддержке секции «Солнце» Научного совета по астрономии РАН и секции «Плазменные процессы в магнитосферах планет, атмосферах Солнца и звёзд» Научного совета «Солнце-Земля». Тематика конференции включала в себя широкий круг вопросов по физике солнечной активности и солнечно-земным связям.

В конференции принимали участие учёные Российской Федерации, Великобритании, Германии, Казахстана, Латвии, США, Украины, Чехии.

Оргкомитет конференции

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

Члены оргкомитета:

В.А. Абраменко *(КрАО)*
В.М. Богод *(САО РАН)*
К. Георгиева *(ИКСИ-БАН, Болгария)*
В.А. Дергачев *(ФТИ РАН)*
М.М. Кацова *(ГАИШ МГУ)*
Л.Л. Кичатинов *(ИСЗФ СО РАН)*
Н.Г. Макаренко *(ГАО РАН)*
В.Н. Обридко *(ИЗМИРАН)*
А.А. Соловьёв *(ГАО РАН)*
Д.Д. Соколов *(МГУ)*
А.Г. Тлатов *(ГАС ГАО РАН)*

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

В сборник вошли статьи, получившие по результатам опроса одобрение научного 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

ISBN 978-5-9651-1367-5

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ДИСБАЛАНСА ЗЕМЛИ И КЛИМАТА С ПОВЕРХНОСТИ ЛУНЫ

Абдусаматов Х.И.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

RESEARCH OF THE EARTH'S ENERGY IMBALANCE AND CLIMATE FROM THE SURFACE OF THE MOON

Abdussamatov H.I.
Pulkovo observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

The Lunar Observatory (LO) is a system of two identical special optical robotic telescopes with an aperture of 300 mm and multichannel spectrally separated broadband and narrowband spectrobolometers (SOTR-300V). The SOTR-300V system, operating sequentially according to a unified observation program in automatic mode as a single telescope, will make it possible to continuously measure a set of global climatic parameters: the energies reflected by the Earth of part solar radiation in the spectral band 0.2–4 µm and the thermal radiation of the planet itself in the bands 0.3–3 and 4–50 µm at night continuously for during more than 94% of the lunar day. It will also make it possible to assess the contribution of greenhouse gases to climate change by measuring the variation in the fraction of the energy of thermal radiation from the surface passing into space in the 8-13 µm band of the atmospheric transparency window. For the first time, LO will make it possible to reliably identify the physical mechanisms of formation, causes and regularities of climate change and to develop the most reliable methods for forecasting it.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-3-6

Научно обоснованные слежения за изменением климата и прогноз его глубоких изменений в перспективе должны основываться на высокоточных (≈ 0.1%) непрерывных однородных данных об абсолютной величине энергетического дисбаланса Земли (ЭДЗ) между интегральной мощностью потока солнечной энергии, поступившей на внешние слои атмосферы (СП), и потоков, ушедших в космос за счет отражения от поверхности и атмосферы (альбедо Бонда), а также собственного теплового излучения [1]:

$$E = \frac{(S_{\odot} + \Delta S_{\odot})}{4} - \frac{(A_{BE} + \Delta A_{BE})(S_{\odot} + \Delta S_{\odot})}{4} - \varepsilon\sigma(T_p + \Delta T_p)^4 \quad (1)$$

получаемых на постоянной основе в течение многих десятилетий и сотен лет. Здесь E – удельная мощность изменения теплосодержания планеты, $S_{\odot}$ – СП, $\Delta S_{\odot}$ – приращение СП, A_{BE} – альбедо Бонда Земли, ΔA_{BE} – приращение альбедо Бонда Земли, ε – излучательная способность (степень черноты) системы подстилающая поверхность-атмосфера, σ – постоянная Стефана-Больцмана, T_{p} – термодинамическая планетарная температура, ΔT_{p} – приращение планетарной термодинамической температуры. Это непременно требует создания и использования новых долгосрочно стабильных фиксированных космических платформ для постоянного и непрерывного репрезентативного наблюдения одновременно за всей земной поверхностью. В настоящее время радиометрами измеряются мощности составляющих ЭДЗ с помощью космических аппаратов (КА) на низкоорбитальных и геостационарных спутниках, которые могут наблюдать только ограниченные области Земли. При этих наблюдениях погрешность измерений с ошибками калибровки составляет порядка или более 1% [2, 3]. Эти КА имеют относительно короткий срок службы, что исключает проведение крайне необходимых достаточно длительных высокоточных и однородных измерений величины ЭДЗ. Вариация ЭДЗ независимо от ее причин за период 30±10 лет является основной мерой грядущего изменения климата, поскольку постоянная термической инерции

$$t = 0.095\,(1 + 0.42 \cdot H)\ \text{лет} \qquad (2)$$

при глубине активного слоя Океана H=750±250 м [4, 5]. Поэтому высокоточный мониторинг ЭДЗ – важнейшая проблема в исследованиях изменения климата и обуславливающих эти изменения физических механизмов. Нами разработан проект «Лунная обсерватория» (ЛО), т.к. поверхность Луны является идеальной стабильной платформой в космосе для проведения долгосрочных непрерывных наблюдений одновременно всей поверхности Земли в течение более 94% лунных суток только в лунное ночное время, когда температура снижается до ~100 К.

Главные цели и задачи ЛО:

- Мониторинг мощности потоков энергий отраженного планетой солнечного излучения и исходящего собственного теплового излучения в спектральных диапазонах 0.2–4 и 4–50 мкм соответственно с погрешностью ≈ 0.1% непрерывно в ночное время в течение более 94% лунных суток;
- Мониторинг изменения мощности потока собственного излучения Земли в диапазоне 8–13 мкм окна прозрачности атмосферы для изучения и выяснения вклада парниковых газов в климатические изменения;
- Впервые исследование важнейшего климатообразующего физического процесса по мониторингу изменений распределения мощности потока энергий излучения по широтам, их динамики между низкими и высокими широтами;
- Исследование облачного и снежно-ледяного покровов, растительности, концентраций аэрозолей и озона, и др. в каждом регионе и во всей планете по мониторингу в 10 отдельных узких полосах диапазона 0.3–3 мкм;
- Мониторинг и изучение среднегодового ЭДЗ – накопленного тепла или его дефицита в океане с использованием известных значений СП, установление их зависимости от циклических вариаций СП;
- Исследование вариаций альбедо Бонда планеты и физических параметров атмосферы и поверхности в зависимости от циклических изменений СП;
- Определение физических механизмов формирования, причины и закономерности изменения климата, направления и глубины его вариаций;

• Впервые создание недостающей, крайне необходимой, наиважнейшей фундаментальной базы высокоточных данных ЭДЗ и его составляющих;

• Поиск экзопланет непрерывно в свободное дневное время в диапазоне 0.2–4 мкм при значительно увеличенной точности позиционирования.

ЛО представляет собой единую систему двух одинаковых специальных оптических телескопов-роботов с апертурой 300 мм (СОТР-300К), функционирующую последовательно в автоматическом режиме, по единой научной программе наблюдений Земли: рабочее поле зрения Ø132 угл.мин; с многоканальными спектрально-разделенными широко- и узкополосными спектроболометрами (взамен традиционно используемых радиометров); защита от лунной пыли и ее наэлектризованности – выдвижной козырек и обеспечение стока зарядов. Разработана внеосевая трехзеркальная оптическая система телескопа с матричным микроболометрическим приемником излучения (~2048×~2048 пикс) динамическим диапазоном четыре порядка, чувствительные элементы которой покрыты золотой чернью. Телескопы будут располагаться вдоль экваториальной зоны на противоположных краях Луны на удалении от ее видимого центра на расстоянии ±(80.9±0.1°). При таком размещении за время движения Луны вокруг Земли система их двух телескопов будет последовательно обозревать всю земную поверхность практически при всех фазовых углах непрерывно в течение более 94% времени лунных суток только в ночное время. Измерения системой двух телескопов-роботов ЛО защищены 4-я нашими патентами РФ: №№ 155044, 2591263, 164303 и 2613048.

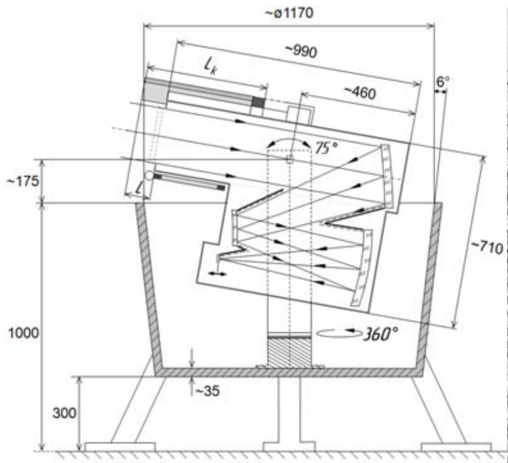


Рис. 1. СОТР-300К в защитной чаше с габаритными размерами

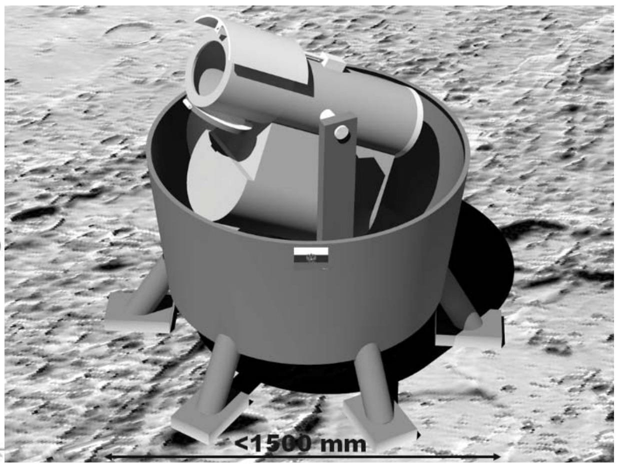


Рис. 2. СОТР-300К на поверхности Луны без солнечных батарей и двигателей мягкой посадки.

Определение относительного вклада вариаций парниковых газов в атмосфере в климатические изменения, независимо от причин их вариаций, будет осуществляться по дополнительному каналу мониторинга уходящей в космос энергии без промежуточного поглощения и повторного переизлучения в полосе 8–13 мкм окна прозрачности атмосферы. Определяемые ЛО среднегодовые величины альбедо Бонда, теплового излучения Земли и энергетического дисбаланса планеты будет практически на порядок точнее измерений этих параметров КА в настоящее время.

Масса одного комплекса телескопа СОТР-300К с облегченными зеркалами без солнечных батарей, аккумуляторов и двигателей мягкой посадки – менее 100 кг, требуемая электрическая мощность – менее 100 Вт, габариты – менее 1500×1500×1500 мм^3. Специальная чаша СОТР-300К для защиты от частиц заряженной лунной пыли будет приспособлена и как посадочный модуль с двигателями мягкой посадки для установки телескопа на требуемом участке поверхности Луны. Научная аппаратура комплекса СОТР-300К не требует обслуживания и настройки. Градиент абсолютной величины СП в течение минимумов последних четырех последовательных циклов указывает, что фаза спада КДВЦ Солнца началась в ~1990 г. с наступлением глубокого минимума СП маундеровского типа в 2042±11 г. Это требует реализации ЛО ориентировочно до 2028 г. и дальнейшего непрерывного отслеживания колебаний ЭДЗ в течение всего XXI века.

ЛО является уникальным проектом и решаемые в ней задачи не могут быть выполнены никакими другими альтернативными «нелунными» средствами. Она в течение не менее 15 лет впервые обеспечит важнейшими однородными и наиболее надежными глобальными климатическими данными об изменениях ЭДЗ и накапливаемого ежегодно избытка или дефицита энергии в Мировом океане благодаря его термической инерции. Это позволит определять зависимость мощности среднегодового ЭДЗ от циклических вариаций СП. Полученная зависимость будет надежным индикатором для реконструкции изменений ЭДЗ за весь период космических высокоточных измерений СП с 1978 г., что позволит впервые надежно выявить физические механизмы формирования, причины и закономерности изменений климата нашей планеты за период ~70 лет и разработать наиболее надежные методы его прогнозирования.

Литература

1. *Abdussamatov H.I.* Comparative analysis of errors in monitoring the Earth’s global energy budget by the Lunar Observatory and orbiters // Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics. 2018. V. 54, No. 9, pp. 1318-1329.
2. *Loeb N.G. et al.* Toward optimal closure of the Earth’s top-of-atmosphere radiation budget // J. Climate, 2009. Vol. 22, pp. 748-766.
3. *Trenberth K.E., Fasullo J.T., Kiehl J.* Earth’s global energy budget // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2009. Vol. 90, No. 3, pp. 311-323.
4. *Abdussamatov H.I., Bogoyavlenskii A.I., Khankov S.I., Lapovok E.V.* Modeling of the Earth’s planetary heat balance with electrical circuit analogy // Journal of Electromagnetic Analysis and Applications, 2010. Vol. 2, pp. 133-138.
5. *Абдусаматов Х.И., Лаповок Е.В., Ханков С.И.* Факторы, определяющие термоинерционные характеристики системы Земля-атмосфера // Труды Всероссийской конф. по физике Солнца. СПб. 2011. С. 307-310.

О ВЫСОТЕ МАКСИМУМА XXV ЦИКЛА 11-ЛЕТНЕЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ И ОТСУТСТВИИ ПРАВИЛА ГНЕВЫШЕВА-ОЛЯ В ОБЪЕДИНЕНИИ ЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЦИКЛОВ В ФИЗИЧЕСКИЕ ПАРЫ

Абдусаматов Х.И.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

ON THE MAXIMUM HEIGHT OF THE XXV CYCLE 11-YEAR SOLAR ACTIVITY AND THE ABSENCE OF THE GNEVYSHEV-OHL RULE IN COMBINING EVEN-ODD CYCLES INTO PHYSICAL PAIRS

Abdussamatov H.I.
Pulkovo observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

Gnevyshev and Ohl, using a series with fairly small statistics of events, not enough correctly suggested to combine small 11-year cycles of solar activity (SA) into separate physical even-odd pairs. However, the large quasi-bicentennial cycle is the main maternal cycle that governs and determines the physical patterns of development and variations of the daughter small 11-year cycles of the SA and total solar irradiance (TSI). During the decay phase of a large cycle, the duration of small SA and TSI cycles is longer, and the height of their maximum and integral intensity decrease. Small cycles of SA and TSI are genetically relate to the large cycle, which dictates their development pattern, duration and integral intensity depending on the period of the large cycle phase. For the first time, we claim that the Gnevyshev-Ohl rule is a consequence of the generation of small SA cycles only in the periods of the growth phase of the large cycle and contradicts the physics of their generation and development in the decay phase of the large cycle. In the XXV cycle, formed in the epoch of the recession of the large cycle, the tendency for the height of the SA maximum to fall to 85±25 or to 50±15 (in the old system of counting) units of the relative number of sunspots, which we predicted back in 2007, will continue.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-7-10

Гневышев и Оль [1, 2] на основании результатов обнаруженной ими статистической связи между относительными интегральными интенсивностями 11-летних циклов солнечной активности (СА), полученной ими из корреляционного анализа ряда с достаточно малой статистикой событий, вывели эмпирическое правило. Согласно этому правилу 22-летний цикл начинается четным циклом с относительно малой величиной интегральной интенсивности, после которого следует нечетный больший цикл, величина полной интенсивности которого определяется предыдущим четным циклом, что предполагает на тесную физическую связь между ними. Они объединили 11-летние циклы СА в отдельные физические пары четный-нечетный, как единое целое по принципу их нумерации. Данное правило фиксирует обусловленность роста суммарной, полной интегральной относительной энергетики нечетного цикла относительно аналогичной характеристики предыдущего четного цикла. В работе [3] утверждается, что «можно говорить фактически о законе Гневышева-Оля долговременной динамики магнитного поля Солнца – законе, который выполняется как при нормальных, так и при экстремальных уровнях СА».

Однако в циклических вариациях Солнца глобальный большой квазидвухвековой цикл (КДВЦ), являясь самым интенсивным солнечным циклом, представляет собой основной материнский цикл, управляющим и определяющим физические параметры и закономерности развития и вариации дочерних малых 11-летных циклов СА и солнечной постоянной (СП) по всем параметрам [4, 5]. Дочерние 11-летние циклы СА и СП генетически связаны с материнским КДВЦ, который определяет их физические параметры и диктует закономерность их развития, продолжительность и интегральную интенсивность в зависимости от фазы его вариаций (рис. 1, 2). В период фазы спада интенсивности КДВЦ продолжительность 11-летних циклов СА и СП, как правило, всегда больше, а высота их максимума и интегральная интенсивность среднециклической энергии последовательно снижаются. Обратная картина наблюдается в период фазы роста КДВЦ. В фазе спада КДВЦ продолжительность 11-летних циклов всегда больше, чем в фазах роста и максимума, и составляет P = 11.2±0.4 лет [5]. Наличие такой зависимости позволило успешно прогнозировать продолжительность циклов, образующихся в фазе спада КДВЦ. Этой же зависимостью можно объяснить и тенденцию уменьшения средней продолжительности восьми циклов (с 15-го по 22-й) до P = 10.4 года, развывшихся в эпоху фазы роста и максимума КДВЦ, относительно средней длины P = 10.95 лет всех 15 (с 10-го по 24-й) уверенно определенных циклов.

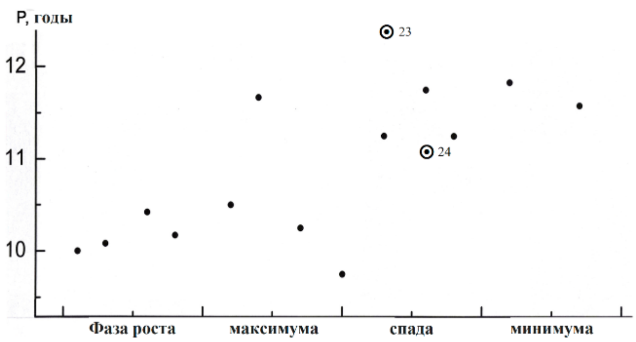


Рис. 1. Зависимость продолжительности (P) 11-летних циклов СА (циклы с 10-го по 24-й) от фазы вариаций КДВЦ.

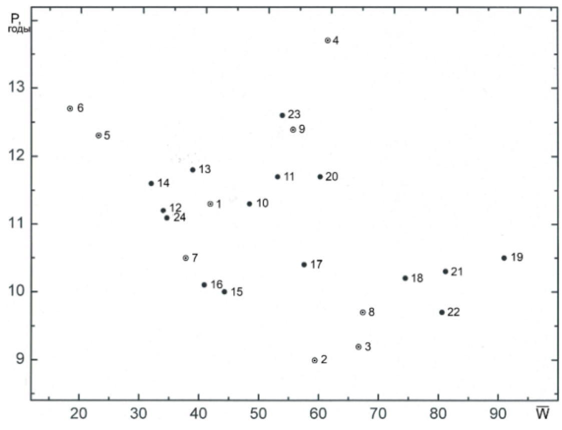


Рис. 2. Зависимость колебаний мощности СА 11-летних циклов $\overline{W}$ (с 1-го по 24-й) от их продолжительности P, т.е. от фазы вариаций КДВЦ (см. рис. 1).

Амплитуды колебаний уровня максимума 11-летних циклов СА и их интегральной относительной интенсивности также зависят от фазы вариаций КДВЦ. Наблюдается последовательное увеличение интегральной относительной интенсивности дочерних малых 11-летних циклов СА при одновременном уменьшении их продолжительности в период фазы роста КДВЦ и обратная картина – в период фазы его спада (рис. 2). При этом традиционно используемая максимальная величина относительного числа пятен (ОЧП) или максимум уровня СА, как определяющая относительную количественную характеристику активности всего 11-летнего цикла, без учёта его продолжительности, необходима, но недостаточна для точной характеристики основных физических параметров цикла и его геоэффективных проявлений. Очевидно, что 11-летние циклы с одинаковым максимумом уровня СА, но разными скоростями развития и продолжительности, существенно отличаются по своим общим физическим характеристикам и суммарным геоэффективным проявлениям, т.е. по относительной энергетической мощности. Поэтому назрела необходимость введения понятия индекса среднего уровня – относительной интегральной мощности 11-летнего цикла СА, учитывающего также и продолжительность цикла. При этом полную физическую характеристику индекса относительной интегральной мощности 11-летнего цикла СА – его средневзвешенного за весь цикл уровня ($\overline{W}$) следует определять как

$$\overline{W}(\text{цикл}) = \frac{\Sigma W \cdot \Delta t}{\Sigma \Delta t},$$

где W – ОЧП, Δt – интервал времени между наблюдениями. Только такой, не зависящий от продолжительности цикла, средневзвешенный за цикл уровень СА, может позволить объективно и количественно определять индекс относительной мощности цикла СА, а также прогнозировать её влияние на процессы, происходящие в системе Солнце-Земля. Такая ситуация, в частности, наблюдалась с 23-м циклом, продолжительность которого более чем на 25% стала длиннее, чем в предыдущих 21-м и 22-м циклах. Энергетическая мощность 23-го цикла стала заметно ниже мощности цикла с аналогичной высотой максимума СА, но меньшей продолжительностью. В частности, высота максимума уровня СА в циклах 16 ($W_{max} = 78$), 17 ($W_{max} = 119$) и 20 ($W_{max} = 111$) была соответственно меньше аналогичной высоты 24 ($W_{max} = 82$), 23 ($W_{max} = 121$) и 17 ($W_{max} = 119$) циклов. Однако относительная мощность этих циклов 16 ($\overline{W} = 41$), 17 ($\overline{W} = 58$) и 20 ($\overline{W} = 60$) стала больше, чем соответствующие мощности циклов 24 ($\overline{W} = 39$), 23 ($\overline{W} = 54$) и 17 ($\overline{W} = 58$).

В XX веке в фазе роста нынешнего КДВЦ малые 11-летние циклы имели естественную более короткую продолжительность, а их максимальная высота и среднециклическая относительная энергетическая мощность в целом постепенно увеличивались. В результате в течение примерно 70 лет Земля в XX веке последовательно поглощала все больше и больше солнечной энергии, а благодаря тепловой инерции океана она излучала меньше энергии в космос, чем поглощала, так как нагревалась с большой задержкой. Накопленные в Океане таким образом излишки солнечной энергии за период порядка 30 лет и более привели к глобальному потеплению климата планеты, многократно усиленного последовавшими влияниями вторичных причинно-следственных климатических эффектов обратной связи.

Впервые утверждаем, что эмпирическое правило Гневышева-Оля является следствием генерации и последовательного роста амплитуды колебаний относительной интенсивности дочерних малых 11-летних циклов СА только в периодах фазы роста материнского большого КДВЦ, а в периодах фазы его спада будет наблюдаться противоположная данному правилу картина. В переходных периодах эпохи стабилизации режима СА КДВЦ, в фазах его максимума и минимума с перестройкой хода развития интенсивности цикла могут наблюдаться любые варианты соотношения интенсивностей четно-нечетного цикла. Нарушение правила Гневышева-Оля в период фазы спада КДВЦ в парах циклов 4-5 до минимума Дальтона и 22-23 является результатом генерации и последовательного спада амплитуды колебаний относительной интенсивности 11-летних циклов СА в эти периоды. Такая обратная правилу Гневышева-Оля картина будет наблюдаться и в последующих парах циклов 24–25 и 26–27, образующихся в фазе спада нынешнего КДВЦ. Поэтому правило Гневышева-Оля противоречит физике генерации и развития дочерних малых 11-летних циклов СА в период фазы спада материнского большого КДВЦ.

Итак, благодаря главенствующей роли глобального материнского КДВЦ в определении и управлении физическими закономерностями развития дочерних 11-летних циклов СА и СП, зависящих главным образом от фазы его колебаний, полностью отпадает основание в объединении четного и нечетного циклов СА в единую физическую пару. Фазы колебаний интенсивности квазидвухвековой вариации цикла СА и СП являются оптимальным физически обоснованным индикатором соответствующих вариаций как продолжительности, так и интенсивности, и максимального уровня вариаций активности 11-летнего цикла. В нынешнем 25-м цикле, образовавшегося в эпоху спада КДВЦ, сохранится тенденция падения относительной мощности и высоты максимума уровня СА до 50 ± 15 (в старой системе подсчета) или в новой системе подсчета 85 ± 25 единиц ОЧП, спрогнозированного нами еще в 2007 г. до начала 24-го цикла [4].

Литература

1. *Гневышев М.Н., Оль А.И.* О 22-летнем цикле солнечной активности. // Астрон. журн., 1948, т. 25, С. 18-20.
2. *Гневышев М.Н., Оль А.И.* Подтверждение правила образования 22-летних циклов солнечной активности // Солнечные данные, 1987, № 8, С. 90.
3. *Nagovitsyn Y.A., Nagovitsyna E.Y., Makarova V.V.* The Gnevyshev-Ohl rule for physical parameters of the solar magnetic field: The 400-year interval // Astronomy Letters. 2009. Vol. 35. No. 8, P. 564-571.
4. *Abdussamatov H.I.* Optimal prediction of the peak of the next 11-year activity cycle and of the peaks of several succeeding cycles on the basis of long-term variations in the solar radius or solar constant // Kinemat. Phys. Celest. Bodies. 2007. Vol. 23, No. 3, pp. 97–100.
5. *Abdussamatov H.I.* The time of the end of the current solar cycle and the relationship between duration of 11-year cycles and secular cycle phase // Kinemat. Phys. Celest. Bodies. 2006. Vol. 22, No. 3, pp. 141–143.

МАГНИТНОЕ ПОЛЕ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР В ПЕРИОД ПЕРЕПОЛЮСОВКИ

Абраменко В.И., Биктимирова Р.А.
Крымская Астрофизическая Обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

MAGNETIC FIELD IN CORONAL HOLES DURING THE FLUX REVERSAL

Abramenko V.I., Biktimirova R.A.
Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Polar coronal holes are large-scale configurations with open magnetic fields on the solar surface. They are most pronounced during minima of solar cycles and almost disappear during maxima. We consider the evolution of two coronal holes observed in a period of magnetic flux reversal in the 23rd cycle. The data from SOHO/MDI/fd and SOHO/EIT/284Å were used. These coronal holes possessed the polarity of the next solar cycle. Instead of been localized on the corresponding pole, the coronal holes expanded toward the equator and beyond, i.e., in latitudes of high activity. Thus, the open magnetic field seems to interact actively with the toroidal magnetic field of active regions at a period of the flux reversal. In turn, active interaction between the open field and toroidal field in layers above the photosphere leads to the enhancement of complexity of open fields under the photosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-11-14

Считается общепринятым, что в периоды минимумов солнечного цикла дипольная составляющая магнитного поля Солнца сосредоточена в открытом поле полярных корональных дыр (КД), см., например, [1, 2]. Эта составляющая является одним из ключевых компонентов процесса солнечного динамо и поэтому представляет особый интерес. В частности, численное моделирование динамо-процесса [3] показывает, что поток открытого поля в текущем цикле хорошо коррелирует с потоком тороидального поля в последующем цикле. Этот результат широко используется для прогноза уровня активности цикла [4]. Присутствие и локализация открытого поля четко прослеживаются в минимумах циклов. В периоды максимумов происходит переполюсовка открытого поля, когда полярные КД почти полностью исчезают. Где в это время локализуется открытый поток и как он перемещается по поверхности Солнца? Мы рассмотрели этот вопрос на примерах двух долгоживущих КД в период переполюсовки 23-го цикла. Переполюсовка происходила примерно с середины 2000 по конец 2001 года [5]. Использованы данные SOHO/MDI/fd и SOHO/EIT/284 Å.

На рисунке 1 представлена эволюция КД, зародившейся в июне 2000 вблизи северного полюса (рис. 1, панели a–b; на всех панелях белый контур очерчивает корональную дыру). Полярность дыры отрицательная (отмечена черным на картах MDI); это та полярность, которая и должна быть на северном полюсе после переполюсовки. Согласно теоретическим представлениям, она должна и впредь локализоваться на полюсе и собирать вокруг себя открытые поля отрицательной полярности. Однако наблюдения показывают совсем другую динамику: КД упорно распространяется к югу, доходит до экватора и спускается в южное полушарие вплоть до широт порядка 50 градусов. При этом продвижении вокруг нее случаются активные области (АО), иногда она «протискивается» между двумя АО (например, панели e–f). Часто вблизи границы КД, снаружи, случается поле той же полярности, но это зоны не входят в КД, они покрыты замкнутыми петлями (как показывает карта EIT, см., например, панели c–d). Таким образом, открытое поле КД стиснуто высокими петлями закрытых полей и соприкасается с поверхностями разделения магнитных потоков.

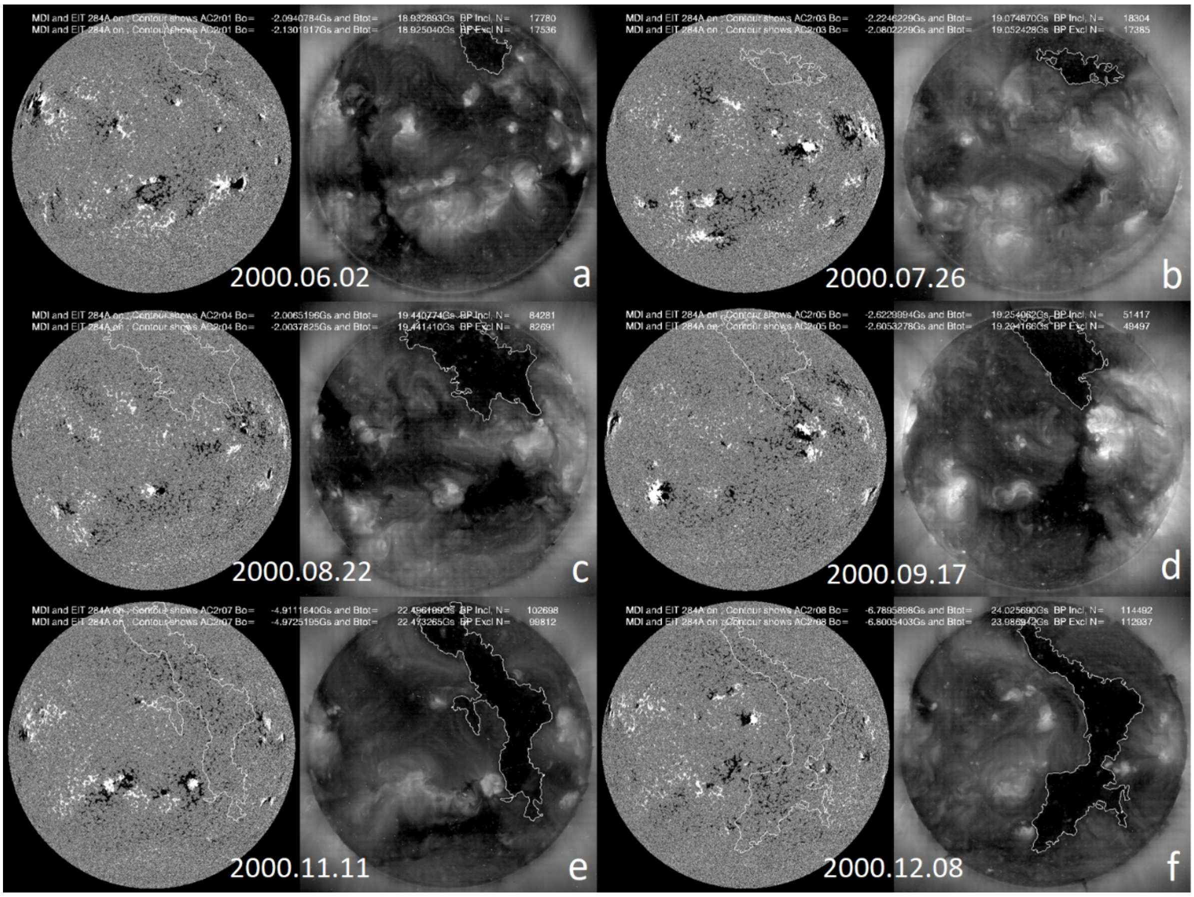


Рис. 1.

На рисунке 2 представлен пример КД в южном полушарии. Этот случай подробно рассматривался в статье [6]. КД южной полярности впервые появилось на южном полюсе 12 ноября 2001 года (панель a). Полярность КД соответствовала полярности новой (после переполюсовки) полярности на южном полюсе. Также, как и в предыдущем случае, КД не осталось локализованной вблизи южного полюса, а начала быстрое распространение к экватору (панели a–b), а затем в северное полушарие (панель c–e). У этой

КД связь с южным полюсом сохранялась на протяжении 5 оборотов (панели a–e), и лишь на последнем обороте такой связи уже не наблюдалось (панель f). Как и в предыдущем случае, вокруг корональной дыры наблюдались АО, а также вытянутые ленты полей противоположных полярностей, соединенные петлями, видимыми в EIT (панели d–f). Таким образом, открытое поле КД стремилась в наиболее активные области в приэкваториальной зоне в период максимума активности.

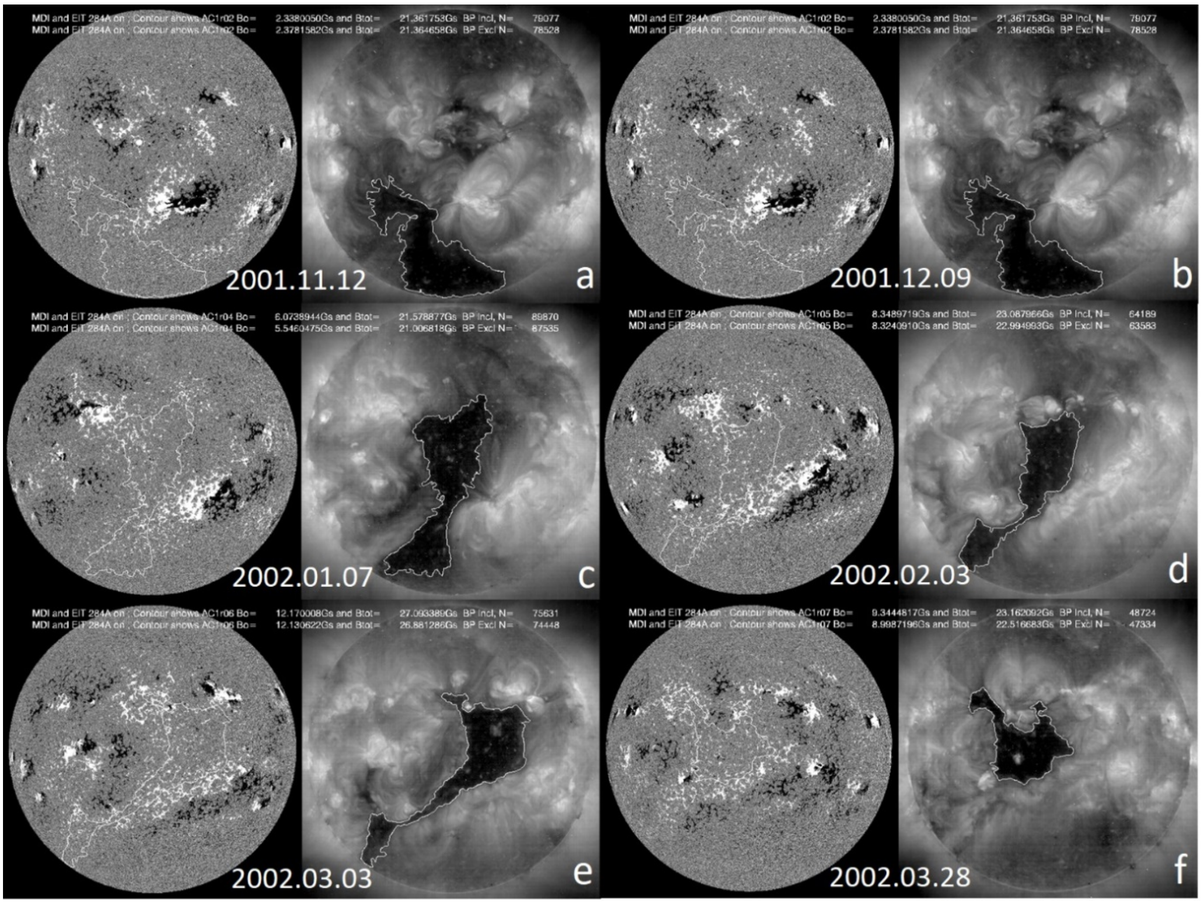


Рис. 2.

Рассмотрение только этих двух примеров показывает, что в период максимума активности, а точнее, в период переполюсовки открытый магнитный поток принимает непосредственное участие в процессах активности на низких широтах, там, где всплывает тороидальное поле АО. А это означает, что взаимодействие между открытым и тороидальным полями неизбежно. В надфотосферных слоях это взаимодействие осуществляется за счет interchange reconnection [7], что неизбежно приводит к усложнению (перепутыванию) открытых полей в подфотосферных слоях. Если открытое поле формируется в глубоких слоях конвективной зоны, то оно вполне способно организовывать и держать под контролем крупномасштабные комплексы активности [8, 9].

Литература

1. Cranmer S.R. Coronal Holes // LRSP, 2009. v. **6**, 3-66.
2. *Wang, Y.M.* Coronal Holes and Open Magnetic Flux // 2009, Space Sci. Rev., v. **144**, 383–399.
3. *Yeates, A.R., Nandy, D., and Mackay, D.H.* Exploring the physical basis of solar cycle predictions: flux transport dynamics and persistence of memory in advection versus diffusion-dominated solar convection zones // The Astrophys. J., 2008, v. **673**, 544-556.
4. *Makarov, V., Tlatov, A., Callebaut, D. et al.* Large-Scale Magnetic Field and Sunspot Cycles // Sol. Phys., 2001, v. **198**, 409–421.
5. *de Toma, G*. Evolution of Coronal Holes and Implications for High-Speed Solar Wind During the Minimum Between Cycles 23 and 24 // Sol. Phys., 2011, v. **274**, 195-217.
6. *Pevtsov, A., Abramenko, V.* Transport of open magnetic flux between solar polar regions / Proceedings of the International Astronomical Union, 2009, v. **264**, 210-212
7. *Wang Y.-M., Sheeley N.R.* Footpoint Switching and the Evolution of Coronal Holes // The Astrophys. J., 2004, v. **612**, 1196-1205.
8. *Обридко В.Н., Наговицын Ю.А.* Солнечная активность, цикличность и методы прогноза. – СПб: изд-во ВВМ, 2017. – 466с.
9. *Малащук В.М., Руденко Г.В., Степанян Н.Н., Файнштейн В.Г.* Связь корональных дыр с границами структур крупномасштабных магнитных полей // Известия Крымской Астрофизической Обсерватории, 2011, т. **107**, 89-98.

ПРИЗНАКИ ПОДГОТОВКИ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК В МИКРОВОЛНОВОМ ДИАПАЗОНЕ

Абрамов-Максимов В.Е.[1], Бакунина И.А.[2]
[1]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, Нижний Новгород, Россия*

SIGNS OF PREPARATION OF SOLAR FLARES IN MICROWAVE RANGE

Abramov-Maximov V.E.[1], Bakunina I.A.[2]
[1]*Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia*
[2]*National Research University Higher School of Economics, Nizhny Novgorod, Russia*

We present a study of the spatial distribution of quasiperiodic oscillations of microwave emission in active region 11302 before the M4.4 flare on September 25, 2011. We used the Nobeyama Radioheliograph (NoRH) daily observations at 1.76 cm. We found that the oscillations are localized in a compact zone of the active region, which coincides with the place of maximum brightness during a flare.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-15-18

Квазипериодические колебания (КПК) радиоизлучения Солнца были открыты около 50-ти лет назад [1]. Тогда же были получены первые указания на существование связи параметров КПК со вспышечной активностью [2–5]. Был обнаружен эффект усиления мощности КПК микроволнового излучения непосредственно перед вспышкой. Наличие этого эффекта отмечали разные авторы [6–12]. Более того, был обнаружен аналогичный эффект усиления пульсаций геомагнитного поля перед протонными вспышками и его связь с пульсациями радиоизлучения Солнца [13, 14].

Во время вспышечного процесса происходит перестройка магнитного поля активной области и изменение параметров плазмы, что, вероятно, и приводит к изменению характеристик КПК. Этот факт может быть использован для диагностики корональной плазмы. С одной стороны, исследование предвспышечных колебаний излучения активных областей может помочь продвинуться в понимании процессов, приводящих к началу вспышки, а с другой стороны, возможно, разработать новые краткосрочные прогностические критерии.

Новые возможности исследования КПК в микроволновом диапазоне открылись благодаря созданию радиогелиографа Нобеяма (NoRH) [15, 16]. На радиогелиографе проводились непрерывные наблюдения Солнца с 1992 по 2020 гг. по 7–8 ч ежедневно с временным разрешением 1 с в штатном режиме на частотах 17 и 34 ГГц с регистрацией интенсивности (параметр Стокса I) и круговой поляризации (параметр Стокса V, только на 17 ГГц).

Угловое разрешение составляет 10"–20" на частоте 17 ГГц, что позволяет выделять в активных областях пятенные и межпятенные источники радиоизлучения. С использованием данных наблюдений NoRH был обнаружен ряд случаев возрастания мощности КПК перед вспышками с периодами от 3-х до 100 минут [17–21]. Аналогичный эффект был обнаружен в мягком рентгеновском излучении по данным GOES [22].

Целью данной работы является исследование пространственного распределения КПК, наблюдаемых перед вспышкой в активной области (АО) NOAA 11302. Для работы были использованы наблюдения Солнца, выполненные на NoRH на частоте 17 ГГц (1.76 см) в интенсивности (параметр Стокса I) 25 сентября 2011 г. В таблице приведена информация о вспышках классов M и C, которые произошли в интервале времени наблюдений на NoRH, согласно Space Weather Prediction Center (SWPC) PRF 1882. С момента начала наблюдений на NoRH до вспышки M4.4 в 2:23 вспышек не было, что позволяет использовать этот интервал для выявления КПК.

Таблица. Данные о вспышках 25 сентября 2011 г. в интервале времени наблюдений на NoRH по данным SWPC PRF 1882.

Begin	Max	End	X-ray class
02:27	02:33	02:37	M4.4
03:27	03:32	03:38	C7.9
04:31	04:50	05:05	M7.4

В таблице: Первая колонка – момент начала вспышки (UT), вторая колонка – момент максимума вспышки, третья колонка – момент окончания вспышки, четвертая колонка – рентгеновский класс вспышки по данным GOES.

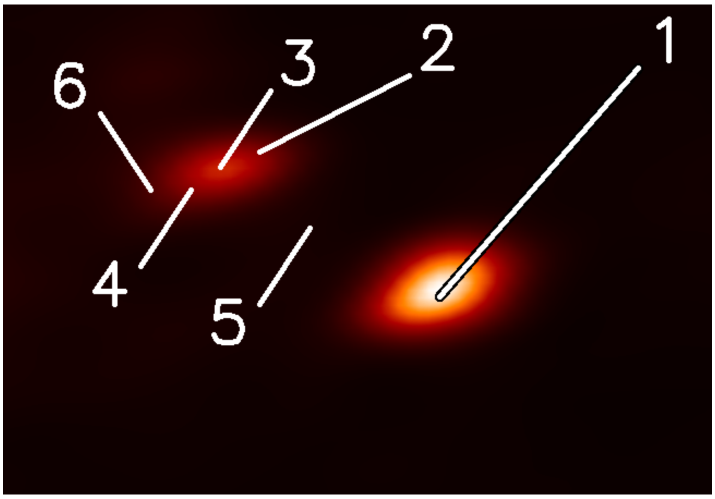


Рис. 1. Изображение АО NOAA 11302 по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма 25 сентября 2011 г. на волне 1.76 см в интенсивности (параметр Стокса *I*). Указаны участки АО, для которых построены временные профили радиоизлучения, приведенные на рис.2.

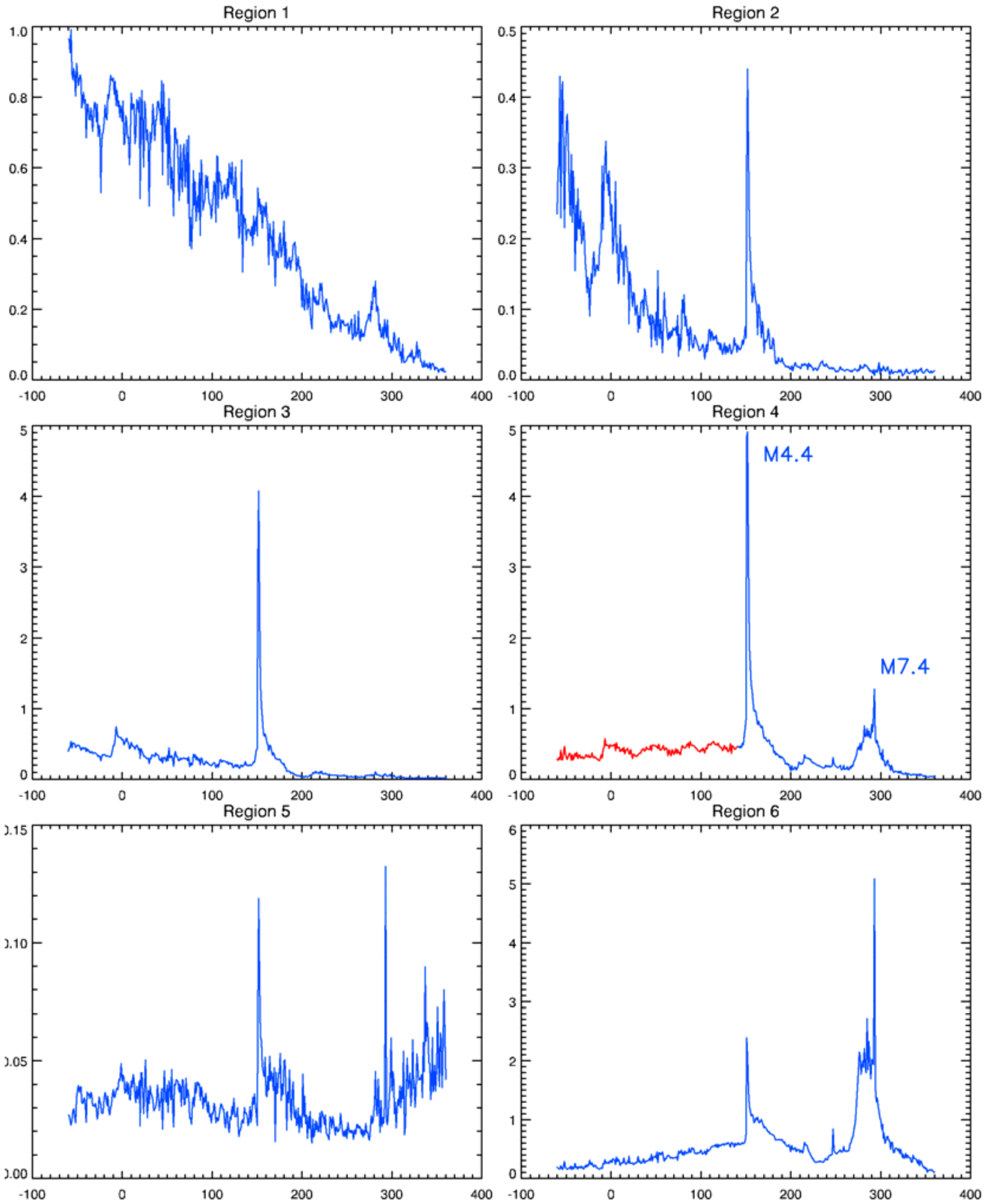


Рис. 2. Временные профили микроволнового излучения различных участков АО NOAA 11302 (участки указаны на рис. 1) на волне 1.76 см в интенсивности (параметр Стокса I) по наблюдениям на радиогелиографе Нобеяма 25 сентября 2011 г. Красным цветом показан предвспышечный фрагмент профиля. На всех панелях оси абсцисс – время в минутах UT, оси ординат – яркостная температура в МК.

Был выполнен синтез радиоизображений в нестандартном режиме с шагом по времени 1 мин и временем усреднения 10 сек по алгоритму Koshix. Далее на всех изображениях выделялась исследуемая АО (field-of view – FOV) с учетом вращения Солнца и строились временные профили яркостных температур в 6-ти участках АО. На рис. 1 приведено изображение исследуемой АО, на котором указаны положения участков, для которых построены временные профили яркостных температур.

Полученные временные профили представлены на рис. 2. Видно, что в участке 1, соответствующем головному пятну, ни вспышка, ни колебания не проявляются. В участках 2,3,5 и 6 вспышка видна в той или иной степени, но заметных колебаний не видно. Наиболее сильно предвспышечный цуг, состоящий из 4-х импульсов, наблюдается только в участке 4. Длительность цуга составляет примерно 2 часа, длительность импульсов изменяется от 40 до 20 минут. Следует отметить, что именно в участке 4 наблюдается наибольшая яркостная температура во время вспышки.

Таким образом, в АО 11302 за 2 часа до вспышки класса М4.4 наблюдаются КПК микроволнового излучения, локализованные в компактной зоне, в которой была наибольшая яркостная температура во время вспышки.

Работа выполнена в рамках Государственного задания (тема 1021032422589-5).

Литература

1. *Durasova M.S., Kobrin M.M., Yudin O.I.* // Nature, 1971, **229**, 82.
2. *Кобрин и др.* // Изв.ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 1350.
3. *Кобрин М.М. и др.* // Солнечные данные, 1973, N10, 79.
4. *Алешин В.И., Кобрин М.М., Коршунов А.И.* // Изв.ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 747.
5. *Коршунов А.И., Прокофьева Н.А. //* Солнечные данные, 1976, N2, 52.
6. *Кобрин М.М., Коршунов А.И., Арбузов С.И. и др. //* Препринт N83, НИРФИ 1975, 20с.
7. *Кобрин М.М и др.* // Астр.циркуляр, 1981, N1201, 1.
8. *Аверьянихина Е.А. и др.* // Иссл. Солнца и красных звезд. Рига, Зинатне, 1982, **16**, 61.
9. *Берулис И.И. и др.* // Изв.ВУЗов, Радиофизика, 1973, **16**, 1362.
10. *Арбузов С.И.* // Изв.ВУЗов, Радиофизика, 1979, **22**, 1165.
11. *Берулис И.И. и др.* // АЖ, 1983, **60**, 974.
12. *Авдюшин С.В. и др.* // Доклады АН СССР, 1985, т.283, N1, с.67.
13. *Bystrov et al. //* Soviet Astronomy Letters, 1978, v.4, p.76.
14. *Bystrov et al. //* Geomagnetism and Aeronomy, 1979, v.19, p.197.
15. *Gelfreikh G.B., Grechnev V.V., Kosugi T., Shibasaki K.* // Solar Phys., 1999, **185**, 177.
16. *Gelfreikh G.B., Nagovitsyn Yu.A., Nagovitsyna E.Yu.* // Publ.Astr.Soc.Japan, 2006, **58**, 29.
17. *Sych R., Nakariakov V.M., Karlicky M., Anfinogentov S.* // A&A, 2009, **505**, 791.
18. *Abramov-Maximov V.E., Gelfreikh G.B., Shibasaki K.* // Solar Phys., 2011, **273**, 403.
19. *Абрамов-Максимов В.Е., Бакунина И.А.* // Ядерная физика, 2018, **81**, N 3, с. 366.
20. *Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A.* // Geomag. and Aeronomy, 2019, **59**, No. 7, 822.
21. *Abramov-Maximov V.E., Bakunina I.A.* // Geomag. and Aeronomy, 2020, **60**, No. 7, 846.
22. *Tan B. et al.* // *Astrophys. J.*, 2016, **83**, id 206.

ОСОБЕННОСТИ ВОЗРАСТАНИЙ ПОТОКОВ ЭЛЕКТРОНОВ МАГНИТОСФЕРНОГО ПРОИСХОЖДЕНИЯ С ЭНЕРГИЕЙ > 2МэВ НА ГЕОСТАЦИОНАРНОЙ ОРБИТЕ В 2009 г.

Абунина М.А.[1], Белов А.В.[1], Шлык Н.С.[1], Абунин А.А.[1], Прямушкина И.И.[1], Крякунова О.Н.[2], Сейфуллина Б.Б.[2], Цепакина И.Л.[2]

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

[2]Дочернее товарищество с ограниченной ответственностью "Институт ионосферы", г. Алматы, Казахстан

FEATURES OF THE MAGNETOSPHERIC ELECTRON FLUX INCREASES WITH ENERGY > 2 MeV ON GEOSTATIONARY ORBIT IN 2009

Abunina M.A.[1], Belov A.V.[1], Shlyk N.S.[1], Abunin A.A.[1], Pryamushkina I.I.[1], Kryakunova O.N.[2], Seifullina B.B.[2], Tsepakina I.L.[2]

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

[2]Subsidiary Limited Liability Partnership "Institute of Ionosphere", Almaty, Kazakhstan

*Increases in the flux of magnetospheric electrons and related phenomena in 2009 are investigated. The year 2009 was very calm: there were neither solar proton events nor significant Forbush decreases, and only four geomagnetic storms were registered. However, increases in high-energy magnetospheric electrons fluxes were recorded: 4 increases with a maximum flux >500 p/cm^2*s*sr, 10 increases with a maximum flux from 100 to 500 p/cm^2*s*sr. The relationship between the identified enhancements with the features of interplanetary and geomagnetic disturbances, as well as with their solar sources, is analyzed. High-speed streams from coronal holes, which did not entail an increase in electron fluxes, are considered separately.*

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-19-22

Введение

Изучение электронных возрастаний один из важных вопросов солнечно-земной физики и космической погоды. Хорошо известно, что потоки высокоэнергичных электронов (>2 МэВ) создают значительные угрозы для спутниковой электроники [1, 2]. Особенности поведения потока магнитосферных электронов и его связи с различными межпланетными возмущениями на длительном экспериментальном материале рассматривались многими авторами [3–7].

В данной работе для более уверенного отождествления электронных возрастаний с солнечными источниками, был выбран самый спокойный за последние 34 года период – 2009 год, когда было зарегистрировано наименьшее количество электронных возрастаний, и они были непродолжительными (рис. 1).

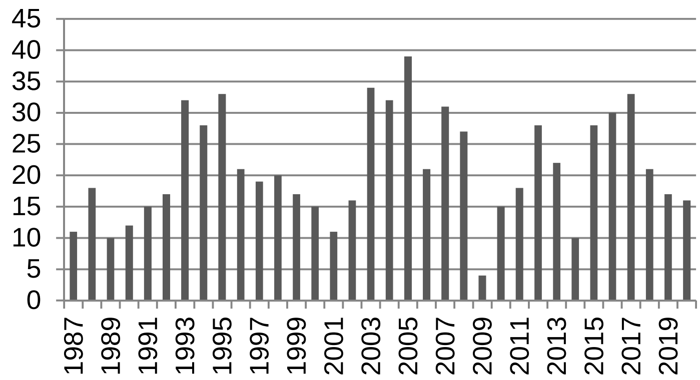


Рис. 1. Количество электронных возрастаний (превышение среднесуточного потока электронов $>5\cdot10^7$ ч/см$^2\cdot$ср$\cdot$день) с 1987 по 2020 гг.

Из рисунка 1 видно, что значительно выделяются периоды 1993–1995, 2003–2008 и 2015–2017 гг., когда примерно в каждый третий день в году были зарегистрированы высокие значения потока магнитосферных электронов. Такое количество возмущенных дней затрудняет анализ источников и причин этих возрастаний, поскольку события накладываются друг на друга.

Данные и методы

В работе использовались данные потоков электронов с энергией >2МэВ на геостационарной орбите спутников серии GOES [9]. Данные по межпланетным возмущениям (скорость, плотность, температура солнечного ветра (СВ), величина межпланетного магнитного поля (ММП), вариациям космических лучей (КЛ) и геомагнитной активности были включены в базу данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (FEID – *Forbush Effects and Interplanetary Disturbances*, [10]), созданную в ИЗМИРАН. Параметры СВ и ММП взяты из базы данных OMNI [11], данные по геомагнитной активности брались из [12] и [13]. Вариации плотности КЛ рассчитывались методом глобальной съемки [8] по данным мировой сети нейтронных мониторов [14] для частиц с жесткостью 10 ГВ.

Результаты и их обсуждение

Рассмотрев поведение потока электронов с энергией >2 МэВ по данным спутников GOES в 2009 году (рис. 2), мы разделили все возрастания потоков электронов на четыре группы: I) >500 ч/см^2*с*ср – 4 события; II) от 100 до 500 ч/см^2*с*ср – 10 событий; III) от 10 до 100 ч/см^2*с*ср – 21 событие; IV) <10 ч/см^2*с*ср – 16 событий.

При помощи базы данных FEID, мы соотнесли все электронные возрастания с межпланетными возмущениями и определили, что 4 самых значительных возрастания из первой группы были связаны с воздействием высокоскоростных потоков из корональных дыр (КД), поэтому решили попробовать связать остальные электронные возрастания с другими потоками из КД. Однако выяснилось, что не все КД эффективны для модуляции потока электронов.

Рис. 2. Поведение потока электронов магнитосферного происхождения с энергией >2МэВ по данным спутника GOES в 2009 году.

Все КД очень разнообразны, и, чтобы определить численные значения, какими должен обладать поток из КД для эффективной модуляции потока электронов, для соответствующих межпланетных возмущений были рассчитаны средние значения основных параметров СВ (максимальная скорость, V_{max}), ММП (максимальная индукция, B_{max}), КЛ (величина вариаций КЛ во время межпланетного возмущения, CR), геомагнитной активности (Ap_{max}, Dst_{min}) (таблица, в скобках приведено количество событий в каждой группе).

Таблица.

Параметр	I (4)	II (10)	III (21)	IV (16)
V_{max}, км/с	572.3±6.5	538.1±20	413.9±8.9	426.0±10.4
B_{max}, нТл	14.78±2.16	9.06±0.53	7.69±0.47	8.76±0.4
CR, %	0.95±0.13	0.69±0.03	0.58±0.03	0.68±0.05
Ap_{max}	39.00±10.3	22.3±1.78	13.62±2.89	11.31±0.95
Dst_{min}, нТл	-45.0±12.9	-22.2±2.1	-15.0±1.9	-12.9±1.9

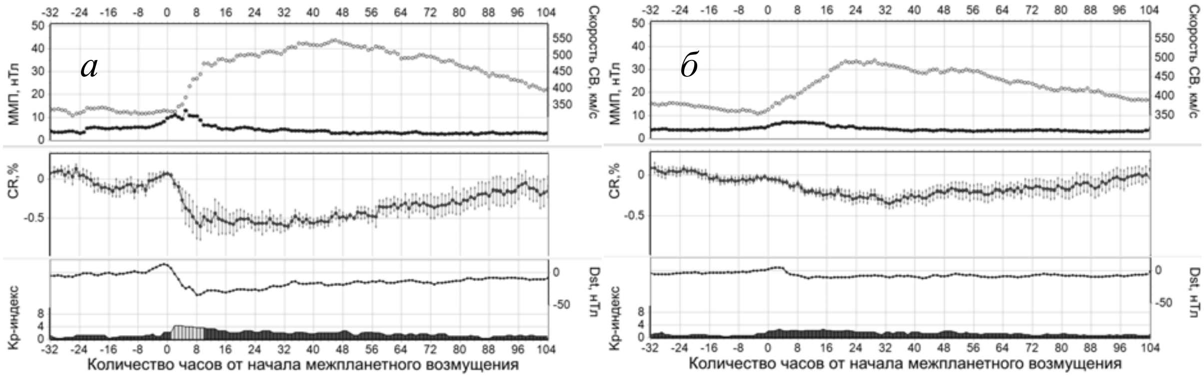
Из таблицы видно, что группа I значительно отличается от других (особенно от III и IV) практически по всем параметрам. В ней зарегистрированы самые большие значения скорости СВ, величины ММП и вариаций КЛ во время межпланетного возмущения, геомагнитной активности. Отличия средних значений основных параметров в группах III и IV незначительны (с учетом ошибки расчетов), поэтому события в этих группах можно рассматривать совместно.

Далее мы рассмотрели поведение скорости СВ, величины ММП, КЛ и геомагнитных индексов, используя метод наложения эпох (рис. 3*а-в*). Из рисунков очевидно, что возмущения из группы I значительно мощнее и дольше воздействуют на околоземное космическое пространство, чем возмущения из других групп. Отметим, что усиление геомагнитной активности до возмущенного уровня является одним из важных факторов для модуляции потока электронов до опасных значений.

Выводы

Все возрастания потока магнитосферных электронов в 2009 году связаны с межпланетными возмущениями, содержащими потоки из КД.

Возрастания потока электронов до опасного уровня (>500 ч/см^2*с*ср) происходят после воздействия на Землю высокоскоростных потоков из КД



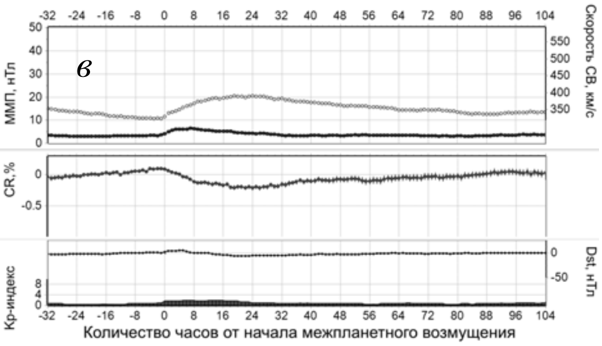


Рис. 3. Поведение основных параметров СВ (первая кривая), ММП (вторая кривая), КЛ (третья кривая) и геомагнитных индексов (четвертая кривая и столбцы) методом наложения эпох для межпланетных возмущений из выделенных групп событий: *а*) группа I, *б*) группа II, *в*) группы III+IV.

со скоростями, в среднем, >550 км/с, величиной ММП >10нТл и усиления геомагнитной активности до возмущенного состояния (Kp>4).

Полученные результаты можно применять для прогнозирования космической погоды. Например, ожидая воздействие потока очередной корональной дыры, обладающей невысокой скоростью (менее 420 км/с), не следует прогнозировать превышение потока магнитосферных электронов >100 ч/см^2*с*ср.

Финансирование. М.А. Абунина, А.А. Абунин, А.В. Белов, Н.С. Шлык поддержаны Грантом РНФ № 20-72-10023. О.Н. Крякунова, Б.Б. Сейфуллина и И.Л. Цепакина поддержаны грантом Комитета науки Министерства образования и науки Республики Казахстан (№ AP08855916).

Литература

1. *Belov A. et al.* Effects of space weather on technology infrastructure. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 2004. P. 147.
2. *Потапов А.С.* // СЗФ. Т. 3. № 1. С. 46-58. 2017.
3. *Базилевская Г.А., Махмутов В.С.* // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 69. № 6. С. 1670. 1999.
4. *Wrenn G.L.* // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. V. 71. P. 1210. 2009.
5. *Pinto V. et al.* // JGR: Space Phys. V. 123. I. 2. P. 1134-1145. 2018.
6. *Абунин А.А. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 83. № 5. С. 638-640. 2019.
7. *Крякунова О.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. Т. 85. № 8. С. 1177-1179. 2021.
8. *Belov A. et al.* // Solar Phys. V. 293. P.68-91. 2018.
9. https://services.swpc.noaa.gov/json/goes/
10. http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html
11. http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html
12. ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/
13. http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html
14. http://www01.nmdb.eu/

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ СУПРАМОЛЕКУЛЯРНОЙ СОЛНЕЧНО-ЗЕМНОЙ ФИЗИКИ ПРИ РЕШЕНИИ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ ПРОБЛЕМ

1. Экспериментальные предпосылки. 2. Модельное описание

Авакян С.В.[1], Баранова Л.А.[2]
[1]Всероссийский научный центр ГОИ им. С.И. Вавилова, Санкт-Петербург, Россия
[2]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

THE UTILIZATION OF SUPRAMOLECULAR SOLAR-TERRESTRIAL PHYSICS RESULTS FOR SOLVING COSMOLOGICAL PROBLEMS

1. Experimental premises. 2. Model Description

Avakyan S.V.[1], Baranova L.A.[2]
[1]All-Russian Scientific Center “S I Vavilov State Optical Institute”, St.-Petersburg, Russia
[2]Ioffe Institute RAS, St.-Petersburg, Russia

For the first time, a scheme for a supramolecular approach to the microwave energetics of interstellar molecular clouds is proposed and substantiated. The use of the introduced maser effect on the induced component of the relic radiation, when the pumping is associated with the occurrence of chemical reactions in space in the framework of hydrogen bonding, is discussed. In the physics of interstellar clouds, this means that we propose to consider a reservoir of energy of the Cosmos that has not been taken into account until now, possibly the one that is at least partially attributed in modern cosmology to latent ("dark") energy. This is what can provide a ratio of about 1:20 for ordinary baryonic matter (~ 4%) and the value of the average energy density for latent ("dark") energy (73%). We use the term "hidden" on purpose, because this, apparently, allows us to assume that there is no "dark" energy - it is only a part of the stimulated (induced) microwave relict radiation flux that is still not taken into account. Therefore, it is proposed to consider the addition of the channels of the well-known "maser effect in space" by taking into account the stimulated (induced) radiation from highly excited levels of Rydberg molecules, arising in accordance with the Einstein equation for thermal emission of a medium sensitive to equilibrium radiation, including background - relic radiation. Since in the Universe, for each atom there are up to one billion quanta of relic radiation, and the energy of a quantum with a wavelength of 1 mm is ~ 0.002 eV, then in the energy of the flux of induced microwave quanta in total this can give up to 10^6 eV

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-23-30

Целью доклада являются исследования новых эффектов в межзвёздных молекулярных облаках, возникающих под воздействием двух из известных в космологии источников микроволнового излучения: реликтового и радиовсплеска от магнетара. Всё проведённое рассмотрение основано на квантово-механических подходах и расчётных оценках фундаментальной физической оптики с учётом процессов из физики атомных столкновений, успешно апробированных в рамках солнечно-земной физики нами ранее в приложении к климатологии и биофизике.

Супрамолекулярная солнечно-земная физика как рабочая парадигма космологического модельного рассмотрения

В исследованиях по физике солнечно-земных связей нами предложен новый фактор: микроволновое излучение земной ионосферы. Оно существует практически постоянно, спорадически возрастая в периоды повышения уровня солнечно-геомагнитной активности, в особенности при магнитных бурях и вспышках на Солнце. Выполненные исследования [1–7] по введению этого агента солнечно-земной физики для учёта его роли в ассоциатообразовании молекул воды привели к решению самых актуальных проблем современной физики солнечно-земных связей: влияния мировых магнитных бурь и солнечных вспышек на состояние жидких сред в организме человека, и на формирование оптически тонкой (и всегда разогревающей воздух приземных слоёв тропосферы) облачности, вносящей важный вклад в современное глобальное потепление. Самой распространённой жидкостью в организме человека является вода, но до нас не было полного понимания, как изменяется её структура при таких мощных гелиогеофизических возмущениях, как солнечные вспышки в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазоне и, особенно, в периоды мировых геомагнитных бурь, когда сопутствующие вторжения в ионосферу электронов из радиационных поясов доходят до средних широт.

Все указанные проблемы исследовались на основе развития оригинальной «супрамолекулярной физики» – физики за пределами молекулы (атомно-молекулярного остова), в эволюции которой к надмолекулярным структурам (коллоидам – кластерам, ассоциатам, агрегатам) принимает участие внешний поток микроволнового излучения, поглощаемый ридберговски возбужденным компонентом молекулярного комплекса, с усилением его стабильности. Это достигается тем, что при поглощении кванта микроволн растёт орбитальный момент электрона (l), он не проникает в ионный остов, и поэтому выход устойчивых кластеров (ассоциатов) увеличивается [1–7].

Фактически первым, кто предположил, что жизнь и космос связывают коллоидные системы – надмолекулярные структуры водной среды с размерами (по определению) от 1 нм до 1 мкм, был наш знаменитый А.Л. Чижевский: *“В действительности жизнь обусловлена водной средой и коллоидной системой. Чувствительность той или иной химической системы к воздействию космических сил связана с её структурой… По мере изучения структуры воды и её коллоидов мнение это с каждым днём укрепляется”*.

Работами лауреатов Нобелевских премий [8–12] были обнаружены:
– важность быстрого переноса протона в экспериментах в рамках определения роли водородной связи при ассоциатообразовании в воде и во льду [8], а Альбертом фон Сент-Дьёрдьи, во-первых, обращено внимание на необходимость для биофизики понять, как электромагнитное (включая и

микроволновое) излучение взаимодействует с водной средой живого организма [9, с. 150], и, во-вторых, был предвиден фактически наш биоэнергетический подход, привлекающий к рассмотрению нейтрализующий электрон в высоковозбуждённом (ридберговском) состоянии [10, с. 69]: *«Представление о переносе заряда вводит в игру возбуждённые уровни, ранее считавшиеся недоступными, ибо обычно энергия, необходимая для подъёма электрона на возбуждённый уровень молекулы, к которой он принадлежит, слишком велика»*. Позднее в [11] тот же автор определился, что облучение микроволнами, во-первых, ускоряет процесс ассоциатообразования в водных биорастворах, во-вторых, увеличивает их когезию: *«Раковые клетки обладают более низкой степенью организации, а вместе с этим и меньшей степенью структурности воды»* [11, с. 148], в них также низкая когезия, поскольку она *«…характерна для активного состояния (интенсивного деления), тогда как высокая – для состояния покоя»* [10, с. 67]. Важно, что автор [10] предвидел фактически наш подход в рамках супрамолекулярной физики (т.е., с включением в процесс ассоциатообразования перенос протона и захват электрона, нейтрализующего возникающий от появления протона положительный заряд, на высоко лежащую ридберговскую орбиту): *«Представление о переносе заряда вводит в игру возбуждённые уровни, ранее считавшиеся недоступными, ибо обычно энергия, необходимая для подъёма электрона на возбуждённый уровень молекулы, к которой он принадлежит, слишком велика»* [10, с. 69], при этом обсуждалась возможность (с. 99–100), что *«массивность реагирующих молекул благоприятствует переносу заряда»*. В рамках супрамолекулярной физики действительно ридберговский электрон оказывается сразу на энергетическом уровне ~>10 эВ и ридберговская молекула как водного ассоциата, так и биоматериалов сравнительно велика. Затем Ж.-М. Лен предложил, с учётом, что скорости протонного переноса очень высоки, рассмотреть [12] роль *молекулярной протоники*: *«перенос протонов, имеющий фундаментальное значение в биоэнергетике живого организма, направляя транспортные процессы и синтез АТФ – аденозинтрифосфорной кислоты – поставщика химической энергии для биохимических и физиологических процессов в организме»*. Именно в рамках молекулярной протоники нами предложено считать перенос протона первым шагом водородной связи в окружающей среде [4] и выдвинута новая концепция солнечно-земных связей в периоды вариаций уровня солнечно-геомагнитной активности. До этого наиболее сложным являлось понимание физических механизмов воздействия на земные явления главных проявлений такой активности – увеличенных потоков рентгеновского и крайнего УФ излучения во время вспышек на Солнце и прихода на умеренные широты интенсивных потоков электронов кэВ-энергий, высыпающихся при мировых магнитных бурях из радиационных поясов. Как известно, все эти потоки проходят только до высот около 50–60 км и до нижней атмосферы не доходят. Развиваемая супрамолекулярная физика представляет новую парадигму солнечно-магнитосферных – погодно-климатических и биосферных связей как раз для периодов наивысших проявлений активности: вспышек и геомагнитных бурь. Вплоть до начала наших работ оставалось актуальным рассмотрение предположения А. Сент-Дьёрдьи, сформулированного 60 лет назад, что «*взаимодействие между молекулами могут происходить без непосредственного вещественного контакта, либо посредством энергетических связей, либо посредством электромагнитного поля, которое, таким образом, представляется матрицей биологических реакций*» [9, с. 150].

В задачу исследования входило обратить внимание на взаимообусловленность образования микроволнового «вектора биополя» и генерации супрамолекулярных ассоциатов в живой среде с участием молекул воды и биополимеров. Концепция клеточных биополей (внутри и между клетками) привлекалась в [13] в контексте способности задавать направление в «формообразовании», т.е. в регенерации утерянных органов и заживлении ран в живом организме, а также в делении раковых клеток. Она подкреплялась результатами оптико-биофизических экспериментов А.Г. Гурвича [14], в которых были обнаружены в начале прошлого века «митогенетические лучи» в живом организме, т.е. излучение, сопровождающееся процессы роста и деления клеток. Следует напомнить, что по [13, с. 188–190], крайне важно «*стимулирующее действие митогенетических лучей*» … на этапе… *«подготовки к митозу и самому циклу митоза, которые, как мы знаем, можно охарактеризовать как наиболее яркое проявление «структурированных процессов»*»». Поэтому структурирование, включающее ассоциатообразование, – определяющий процесс в явлении А.Г. Гурвича. Важно, что этим «митогенетическим лучам» приписывалось участие в «формообразовании» [13, 14]. По [15, стр. 380], «задача формообразования – главная проблема биологии XXI века».

В [16] предположено наличие высокой эффективности вклада возбуждения ридберговских состояний в молекулах воды, аммиака и метана при переносе протона из-за высокого к нему сродства с образованием очень стабильных ионов гидроксония (H_3O), аммония (NH_4) и CH_5. Эта выдающаяся экспериментальная статья группы Г. Герцберга использована в [17] для обоснования возможности генерации полиатомных Ридберговских молекул через промежуточный захват электрона, нейтрализующего заряд присоединённого протона уже через 10^{-12} с. В свою очередь, присоединение протона связывается с высокой величиной сродства к протону у всех трёх названных выше гидридов: 7,1 эВ, 8,8 эВ, 5,3 эВ, соответственно, для молекул воды, аммиака и метана, а также трёхатомного водорода, 4,4 эВ. Следует обратить внимание на то, что основной процесс, предложенный в схеме [17], основан на оптических экспериментах, выполненных как раз для перечисленных молекул H_3 и трёх гидридов [16].

Модельное космологическое рассмотрение

Для межзвёздных газопылевых облаков мы пользуемся моделью, апробированной в Бюраканской астрофизической обсерватории им. В.А. Амбарцумяна НАН Республики Армения [18], с преобладанием H_2, для которой характерен диапазон концентраций порядка $\sim10^2$ – 10^4 см$^{-3}$. Основным источником ионизации во внутренних частях облака являются космические лучи, которые ионизуют атомы и молекулы водорода с образованием молекулярного иона H_3^+, инициирующего цепочку ион-молекулярных реакций с образованием простых гидридов (молекул воды, аммиака и метана).

Итак, в рамках супрамолекулярного подхода к явлениям в окружающей среде, включая атмосферу, биосферу и космическое пространство, оказывается возможным учитывать энергию кулоновского взаимодействия разноимённых зарядов в любой среде, содержащей молекулы воды. Эта энергия аккумулируется в образующемся полиатомном комплексе – Ридберговской молекуле, возбуждённой в очень высокое энергетическое электронное состояние, близкое к границе ионизации, т.е. более ~10 эВ.

Индуцированное излучение межзвёздной среды

В 1916 г. А. Эйнштейн предположил возникновение индуцированного (вынужденного) излучения в среде с установившимся тепловым равновесием, кванты которого имеют ту же частоту и летят в том же направлении, что имело внешнее излучение. Мы распространили это вслед за [17, 19] на микроволновое излучение, т.к. молекулярные ассоциаты в ридберговских состояниях очень чувствительны (из-за большой величины матричных элементов для дипольных переходов между соседними ридберговскими уровнями) к внешнему микроволновому (миллиметровому) облучению. Поэтому возможно рассматривать дополнение каналов известного "мазерного эффекта в космосе" при учёте вынужденного (индуцированного) излучения с высоковозбуждённых уровней Ридберговских молекул, чувствительного к тепловому равновесному излучению среды, включая фоновое – реликтовое излучение. По [20, с. 388], в космическом мазере накачка м.б. связана «с поглощением излучения ближайшего источника (вкл. звезду), или с протеканием в космосе химических реакций». В физике межзвёздных облаков это означает, что мы предлагаем рассматривать неучитываемый до сих пор резервуар энергии Космоса, возможно, тот, который, хотя бы частично относят в современной космологии к скрытой («тёмной») энергии. В [5], на основе результатов ряда биофизических экспериментов, а также с учётом выводов [17, 19] предложено описывать возникновение индуцированного излучения (испускания) квантов микроволн, в дополнение к спонтанному излучению в электрических дипольных переходах с ридберговских состояний с максимумом интенсивности, возникающем при изменениях из nl в состояние $n' = l,\ l' = l - 1$ [21, с.183]. Согласно [17, 19], изотропное спонтанное излучение (обычно и регистрируемое астрофизиками во всём спектральном интервале от радио до рентгена!) меньше на порядок, чем величина индуцированного микроволнового потока в миллиметровом диапазоне. Возможно, именно это даёт соотношение около 1:20 для обычного барионного вещества (~4%) и величины средней плотности энергии для скрытой («тёмной») энергии (73%) [22]. Мы специально использовали (не первые!) термин «скрытая», т.к. это, по-видимому, и позволяет полагать, что «тёмной» энергии нет – это лишь неучитываемая ещё часть потока вынужденного микроволнового реликтового излучения.

Квантовомеханические оценки времени расплывания микроволнового импульса от магнетара 1900+14.

Квантовомеханические оценки для магнетара 1900+14 от взрыва сверхновой на расстоянии 15000 световых лет показывают, что зарегистрированное (в ~2500 раз) расплытие во времени микроволнового импульса на частотах от 1,4 до 8,4 ГГц по сравнению с гамма-/рентгеновским всплеском, можно связать с вкладом цепи актов индуцированного испускания в электрических дипольных переходах с уровней от n ~25–45 (в мм-диапазоне) [23]. Наблюдаемое расплытие импульса микроволн от магнетара целиком обусловлено задержкой при эстафетном переиспускании индуцированного компонента при времени жизни Ридберговских состояний относительно спонтанных переходов, от 3×10^{-2} до 5×10^{-2} с. Для этого пересчитаны (в рамках модельного подобия, с учётом величин концентраций молекул межзвёздных облаков) результаты квантовомеханических оценок, выполненных и опубликованных нами при исследованиях по супрамолекулярной физике солнечно – погодно-климатических и биосферных связей. Конкретные результаты получены именно для диапазона (1,4–8,4 ГГц = 21,4–3,57 см), который использовался при регистрации всплесков магнетара 1900+14 местной ночью 27.08.1998 г. в США в National Radio Astronomy Observatory в Socorro, NM, [http://www.nrao.edu/pr/1998/magnetar/]. Этот магнетар входит в тройку самых выдающихся с 1979 года по величине пика исходной энергии [24].

При модельных значениях до ~10^4 см$^{-3}$ в межзвёздных облаках эта плотность в $1{,}7\times10^{-18}$ раз меньше, чем плотность жидкой воды, для которой известны пробеги в зависимости от длины волны. Тогда для длины волны 21 см пробег при плотности 10^4 см$^{-3}$ составляет $1{,}8\times10^{17}$ см, т.е. на расстоянии 15000 св. лет (~10^{22} см) происходит ~50000 актов поглощения.

Степень численных ошибок оценочных расчётов в этой работе составляет, по-видимому, не более 100% (судя по уже выполненным вычислениям), хотя возможны и расхождения до порядка величины, поскольку в гигантских молекулярных облаках наблюдается наличие центрального сгущения – ядра с плотностью до 10^5–10^7 см$^{-3}$ [18]. Напомним, что расчёты на этом первом этапе наших исследований основывались на пересчёте результатов собственных квантово-механических оценок, опубликованных ранее [2–7].

Заключение

1). В настоящей работе предложена и обоснована схема супрамолекулярного подхода к микроволновой энергетике межзвёздных молекулярных облаков.

2). Обсуждаются использование введённого мазерного эффекта на индуцированном компоненте реликтового излучения. В физике межзвёздных облаков это означает, что мы предлагаем рассматривать неучитываемый до сих пор резервуар энергии Космоса, возможно, тот, который, хотя бы частично относят в современной космологии к скрытой («тёмной») энергии. Мы специально использовали (не первые!) термин «скрытая», т.к. это, по-видимому, и позволяет полагать, что «тёмной» энергии нет – это лишь неучитываемая ещё часть потока вынужденного микроволнового реликтового излучения.

3). Поэтому предложено рассматривать вынужденное (индуцированное) излучение с высоковозбуждённых уровней Ридберговских молекул, чувствительных к тепловому равновесному излучению среды, включая фоновое – реликтовое излучение. Поскольку во Вселенной на каждый атом приходится до одного миллиарда квантов реликтового излучения [25, с. 135], а энергия кванта с длиной волны 1 мм составляет ~0,002 эВ, то в энергетике потока индуцированных микроволновых квантов в сумме это способно дать до 10^6 эВ.

Авторы выражают искреннюю признательность за полезные консультации и интерес к проводимым исследованиям профессорам А.З. Девдариани (СПбГУ и СПбПУ им. А.И. Герцена) и А.И. Шерстюку, и члену-корреспонденту РАН А.В. Степанову (ГАО и ФТИ РАН).

Литература

1. *Авакян С.В.* Физика солнечно-земных связей: результаты, проблемы и новые подходы // Геомагнетизм и аэрономия. 2008. 48 (4). 435–442
2. *Авакян С.В.* Супрамолекулярная физика окружающей среды: климатические и биофизические эффекты // Вестник РАН. 2017. 87 (5). 458-466.
3 *Авакян С.В., Баранова Л.А.* Влияние электромагнитного излучения окружающей среды на ассоциатообразование в водных растворах // Биофизика**,** 2019. 64 (1). 12-20.
4. *Avakyan S.V., Baranova L.A.* Molecular protonics and supramolecular chemistry, physics and biophysics. Invited Lecture. Book of Abst. XXI Mendeleev Congress on general and applied chemistry, Symp. of UNESCO “Self-Assembly and Supramolecular Organization”. SPb, 2019. V. 6. P. 216.
5. *Авакян С.В., Баранова Л.А.* Микроволновые излучения в онкологии: О возможности торможения злокачественного митоза // Актуал. вопр. биолог. физики и химии, 2020, 5, 680-688.
6. *Ковалёнок В.В., Иванченков А.С., Савиных В.П., и др.* Земля и Космос: возможности пилотируемой космонавтики при решении проблем климатологии и безопасности

внемагнитосферных миссий // Сб. статей Всер. конф. с межд. участием «Земля и космос» к столетию ак. К.Я. Кондратьева. 20-21 октября 2020 г., Санкт-Петербург, СПб, 2020, с. 37-41.

7. *Avakyan S.V., Baranova L.A.* The influence of microwave radiation from the geocosmos on the state of a living organism // IOP Conf. Ser.: Earth Environ. Sci., 2021, 853, 012003.
8. *Eigen M., and De Maeyer L.* // Proc. Royal Soc., ser. Mathem. and Phys. Sci. 247, 1251, 505, 1958.
9. *Сент-Дьёрдьи А.* Биоэнергетика. – М.: Физматгиз. – 1960. [Szent-Györgyi A. Bioenergetics. N.-Y. Acad. Press Inc., 1957].
10. *Сент-Дьёрдьи А.* Введение в субмолекулярную биологию. М.: Наука, 1964, [Szent-Györgyi A. Introduction to a molecular biology. N.-Y.-L., Acad Press, 1964].
11. *Сент-Дьёрдьи А.* Биоэлектроника. Исследование в области клеточной регуляции, защитных механизмов и рака. – М.: Мир. – 1971. [Szent-Györgyi A. Bioelectronics. A study in cellular regulations, defense, and canser. N.-Y., L. Academic Press Inc., 1968].
12. *Лен Ж.-М.* Супрамолекулярная химия. Концепции и перспективы. – Новосибирск: Наука – 1998). [Lehn, J.-M. Supramolecular chemistry. Concepts and Perspectives. Weinheim, N.-Y., Basel, Cambridge, Tokio, VCH Verlagsgesllschaft mbH, 1995].
13. *Гурвич А.Г.* Принципы аналитической биологии и теории клеточных полей. – М.: Наука. – 1991.
14. *Гурвич А.А.* Проблема митогенетического излучения как аспект молекулярной биологии. Л.: Медицина. – 1968.
15. *Галль Л.Н.* Физические принципы функционирования материи живого организма. – СПб: Изд-во Полит. Университета, 2014.
16. *Dabrowski I, Herzberg G.* The electronic emission spectrum of triatomic hydrogen. 1. // Canad. J. Phys. 1980. V. 58. N8. P. 1238-1249.
17. *Gallas J.A.C., Leuchs G., Wallher H., Figger H.* Rydberg atoms: high-resolution spectroscopy and radiation interaction - Rydberg molecules // Adv. in Atomic and Molec. Phys. V. 20. P. 413-466. 1985.
18. *Егикян А.Г.* Об облучении пыли в молекулярных облаках. 1. УФ дозы // Астрофизика, 2009, 52, 2, 311-324.
19. *Haroche S., Raimond J.M.* Radiative properties of Rydberg states in resonant cavities // Adv. in Atomic and Molec. Phys. V. 20. P. 347-411. 1985.
20. Физический Энциклопедический Словарь. – М.: 1995, с. 388,
21. *Смирнов Б.М.* Возбуждённые атомы. – М., Энергоиздат. – 1982, 231 с.
22. *Гнедин Ю.Н.* Солнце как физическая лаборатория для поиска частиц тёмной материи // Оптический журнал, 72, 8, 20-32, 2005.
23. *Сороченко Р.Л., Гордон М.А.* Рекомбинационные радиолинии. Физика и астрономия. – М.: ФИЗМАТЛИТ. – 2003, 391 с.
24. *Степанов А.В.* Радиоизлучение магнетаров // Всер. конференция «Наземная радиоастрономия в России. XXI век». 21-25 сент. 2020 г. СПб: САО РАН. – 2020.
25. Физическая энциклопедия, т. 3. – М.:, Большая Росс. Энц. – 1992, 672 с.

ЭВОЛЮЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКТИВНЫХ И СПОКОЙНЫХ ОБРАЗОВАНИЙ В ДВУХ УРОВНЯХ АТМОСФЕРЫ СОЛНЦА

Андреева О.А.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

EVOLUTIONARY CHARACTERISTICS OF ACTIVE AND QUIET FORMATIONS IN TWO LEVELS OF THE SOLAR ATMOSPHERE

Andreeva O.A.
Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

The paper analyzes the latitudinal-temporal changes in magnetic fields in the photosphere and solar formations such as active regions, coronal holes and floccules in the upper chromosphere of the Sun. The 14 intervals of magnetic fields in the range from -1500 to 1500 G were considered. The research is based on two types of solar observations obtained at the Kitt Peak Observatory (USA) in nearly three solar cycles: from January, 1 1977 to September, 30 2003. These are synoptic maps of intensity of the longitudinal magnetic field vector of the Sun and observations of the solar chromosphere in the He I 1083 nm line. In the course of the study, it was possible to identify the relationship between changes in photospheric magnetic fields and solar formations in the upper chromosphere of the Sun.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-31-34

В атмосфере Солнца, многомасштабной и очень динамичной системе, постоянно происходят сложные явления, обуславливающие его многогранную активность. Известно, что существует взаимосвязь явлений, возникающих внутри Солнца, на поверхности и в верхних слоях его атмосферы. Из-за действия механизма динамо в конвективной зоне Солнца происходит усиление магнитных полей (МП). Структурный характер всей солнечной атмосферы, ее активность от фотосферы до горячей короны и течения солнечного ветра в межпланетной среде определяются взаимодействием МП с полем скоростей вещества. Все это приводит к многообразию наблюдаемых активных солнечных структур. Целью данной работы было выявление взаимосвязи изменений фотосферных МП и солнечных образований в верхней хромосфере Солнца.

Данные наблюдений и методы

Для наших исследований на уровне фотосферы мы пользовались синоптическими картами напряженности продольного вектора магнитного поля Солнца. Поскольку нет возможности измерять магнитные поля в хромосфере, для этой работы мы использовали наблюдения в линии He I 1083 нм, позволяющей выйти в верхние слои солнечной атмосферы (2000–3000 км над поверхностью Солнца), а с помощью ее эквивалентной ширины выделить наиболее характерные солнечные образования на уровне хромосферы.

Таким образом, нами были проанализированы два вида синоптических карт за 26 лет наблюдений полученных в обсерватории Китт Пик с января 1977 г. по сентябрь 2003 г. Исследуя их, мы надеялись найти общие моменты и различия в динамике явлений, происходящих двух слоях атмосферы Солнца.

Анализируя синоптические карты, мы рассматривали 14 интервалов напряженностей магнитного поля – 7 значений модулей этих интервалов: $>0 \div \leq 5$; $> 5 \div \leq 10$; $>10 \div \leq 20$; $> 20 \div \leq 50$; $> 50 \div \leq 200$; $> 200 \div \leq 700$; $> 200 \div \leq 700$; $> 700 \div \leq 1500$), и 4 интервала эквивалентных величин, характерных для некоторых типов хромосферных солнечных образований: активные области (АО) $2 < W \leq 10$; флоккулы $1.05 < W \leq 2$; невозмущенные области $0.95 < W \leq 1.05$; корональные дыры (КД) $0.1 < W \leq 0.95$, $0.05 < (1\text{-}W) \leq 0.9$). К обоим видам исходных данных был применен алгоритм фильтрации (для МП по 14 выбранным интервалам напряженности; для хромосферных солнечных структур по 4-м, вышеуказанным, типам). Далее внутри каждой 5-ти градусной широтной зоны для каждого градуса долготы были найдены значения: суммарного относительного потока МП для каждого из 14 интервалов напряженности и суммарной эквивалентной ширины для каждого из 4-х видов хромосферных образований. Полученные временные ряды для отдельных карт, соответствующих одному кэррингтоновскому обороту (27, 2753 сут.) объединялись в ряды для всего наблюдательного материала за 26 лет. Примеры таких временных рядов представлены на рис. 1(а,б).

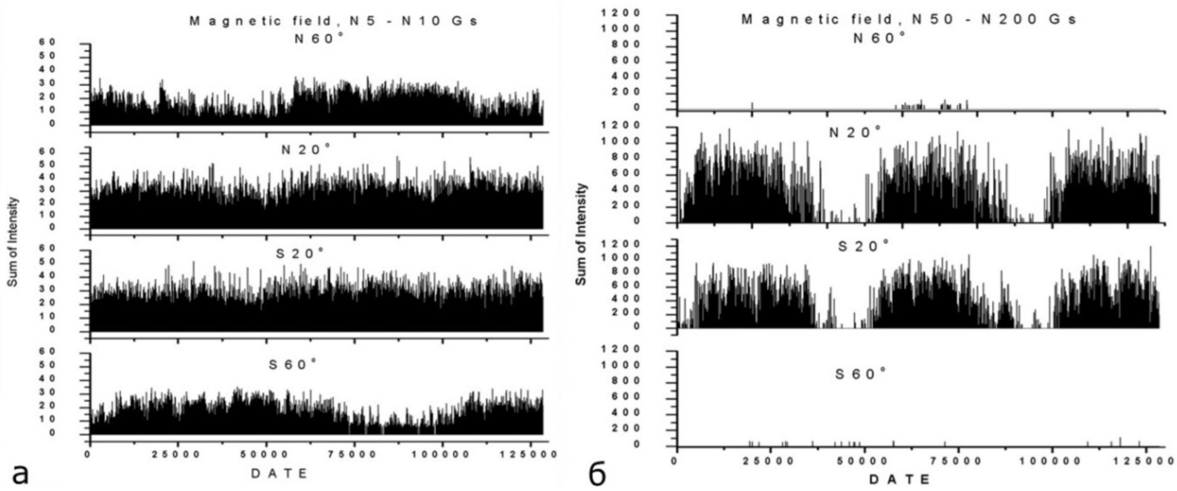


Рис. 1.

Здесь показано изменение со временем суммарного относительного потока МП N полярности в четырех пятиградусных широтных интервалах: (а) с напряженностью от 5 до 10 Гс; (б) с напряженностью от 50 до 200 Гс. На панели (б) видно как хорошо проявляется цикличность на низких широтах и ее отсутствие на широте 60 градусов, для КД очень слабовыраженная цикличность на широте 20 градусов и хорошо заметна переполюсовка на более высоких широтах рис. 1а.

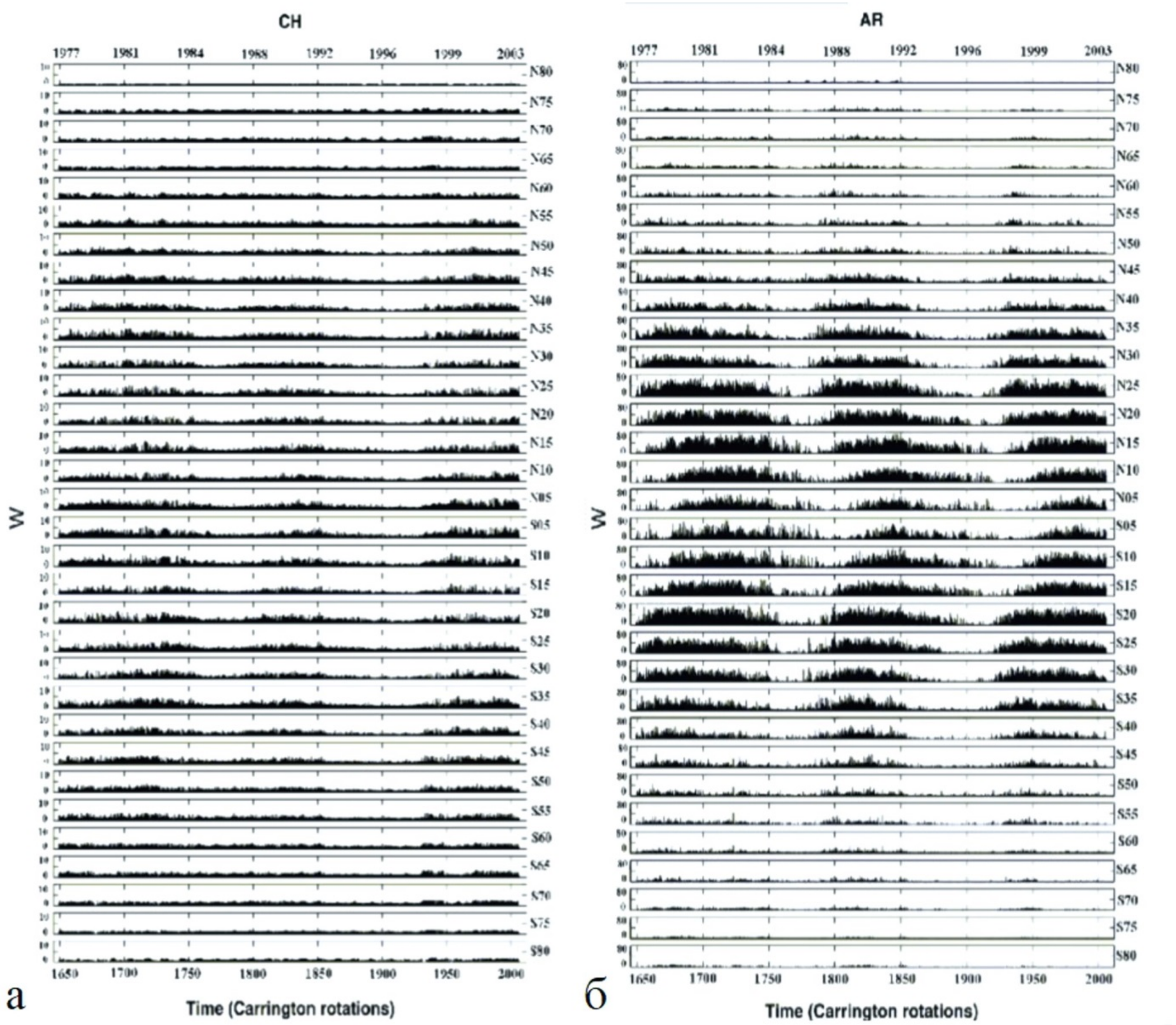


Рис. 2.

На рис. 2 приведены изменения со временем суммарных эквивалентных ширин внутри пятиградусных широтных зон для КД (а) и для АО(б). Для АО четко видны изменения широтного распределения W в течение трех 11-летних солнечных циклов (21-го, 22-го и 23-го): появление активности в начале цикла на высоких широтах и постепенное понижение широт возникновения активных областей к концу цикла. Для КД, в полярных областях циклы почти не видны, но при приближении к экватору наблюдается уменьшение суммарной эквивалентной ширины в минимумах активности.

Далее мы более детально рассматривали широтно-временное распределение фотосферных и хромосферных образований. Сравнивали поведение слабых магнитных полей из интервала [0;20] Гс (рассматривая 3 более узких интервала [0;5] [5;10] [10;20]) с КД (HeI 1083 nm) и более сильных магнитных полей [50;200] Гс с АО. Кроме того, применив Фурье-анализ, по методике описанной нами ранее в работах [1, 2], мы сопоставили дифференциальность вращения фотосферных МП и солнечных структур в хромосфере, выявив некоторые эволюционные характеристики.

Результаты

В работе проведен анализ широтно-временных изменений МП в фотосфере и таких солнечных образований как АО, КД и флоккулы, по наблюдениям их в верхней хромосфере Солнца почти за 3 солнечных цикла. В ходе исследования удалось выявить взаимосвязь изменений фотосферных МП и солнечных образований в верхней хромосфере Солнца:

– Несмотря на то, что корональные дыры слабо проявляются в фотосферных МП, связь КД с ними существует – во время переполюсовки полярные КД отсутствуют или уменьшаются, тогда, как практически все остальное время они присутствуют.
– Наибольшие скопление приэкваториальных КД приходятся на конец предыдущего, начало следующего цикла (для 20–21 и 22–23) и они практически отсутствуют между 21–22 циклами.
– Для сильных полей ярко выражена цикличность как в фотосфере, так и в хромосфере. Солнечные образования в хромосфере охватывают более широкий широтный диапазон.

В результате сопоставления дифференциальности вращения фотосферных МП и солнечных образований в хромосфере, были выявлены следующие эволюционные характеристики:

– Как вращение МП слабой и сильной напряженности, так и вращение хромосферных структур существенно различаются по набору значимых периодов вращения, по их широтному распределению и северо-южной асимметрии вращения.
– Для обоих слоев атмосферы Солнца характерно наличие одного и того же периода вращения для выбранного вида образования на разных широтах и разные периоды присутствуют на одной широте.
– Дифференциальность вращения для сильных МП в 3 и более раз превышает дифференциальность вращения хромосферных солнечных образований (АО). Для слабых МП и КД разница в дифференциальности вращения менее выражена.

Использованные в настоящей работе данные NSO/Kitt Peak получены при кооперации NSF/NOAO, NASA/GSFC и NOAA/SEL.

Литература

1. *Андреева О.А., Зелык Я.И., Степанян Н.Н.* // Изв. Крымск. астрофиз. Обс. 2006, Т.102, С.84-98.
2. *Зелык Я.И., Степанян Н.Н., Андреева О.А.* // Международный научно-технический журнал «Проблемы управления и информатики». 2006. №3 май-июнь. С. 102-117.

ВАРИАЦИИ АСИММЕТРИИ В 24-М ЦИКЛЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Андреева О.А., Абраменко В.И., Малащук В.М.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

ASYMMETRY VARIATIONS IN THE 24TH CYCLE OF SOLAR ACTIVITY

Andreeva O.A., Abramenko V.I., Malashchuk V.M.
Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

This paper presents the results of the analysis of the noth-southend (NS) asymmetry of two type of coronal holes (CHs) on the Sun during the period May 13, 2010 – May 13, 2021. In our study used images in the extreme ultraviolet in the Fe XII, XXIV line (193 Å) obtained with the Atmospheric Imager Assembly of the Solar Dynamics Observatory (AIA/SDO). It is noted in the work that the South dominated in the polar CHs for most of the period under consideration, and mainly in the North in the non-polar ones. We have shown that the maximum and minimum of the NS- asymmetry in the areas of nonpolar CHs are close in time to the maximum and minimum of the asymmetry in the areas and the number of sunspots. Their maximum imbalance occurs at the minimum of the cycle and the transition from cycle 24 to cycle 25; minimum - on the branches of the ascent and the first maximum of the 24th cycle. For polar CHs, the maximum area asymmetry is observed at the maximum, and the minimum – at the minimum of 24 cycles. This once again confirms our assumption that these two types of CHs are of different nature, and nonpolar CHs and spots are elements of general magnetic activity. Our result shows that asymmetry is a deep phenomenon that manifests itself even in such large structures as open magnetic fields, and manifests itself in real time, during the cycle, and not after 11 years.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-35-38

Северо-южная асимметрия является некоторой фундаментальной характеристикой солнечной активности сама по себе и также свидетельствует о различии других характеристик активности в двух полушариях в ходе 11-летнего и векового циклов активности. Северо-южную асимметрию можно интерпретировать как разбалансировку в работе двух полушарий. Наблюдаемая разбалансировка наиболее выражена в минимумах циклов, при постепенном переходе от одного цикла к другому [1]. В рамках современной динамо-теории существенным является вопрос, насколько синхронизованы процессы, происходящие в северном и южном полушарии. Как правило, величина северо-южной асимметрии определяется как в работе [2]: $A = (N-S)/(N+S)$, где N и S – значения индексов активности для северного и южного полушарий Солнца. Индекс A со знаком плюс указывает на доминирование активности N полусферы, минус – S. Чаще всего асимметрию исследуют на пятнах (рис. 1).

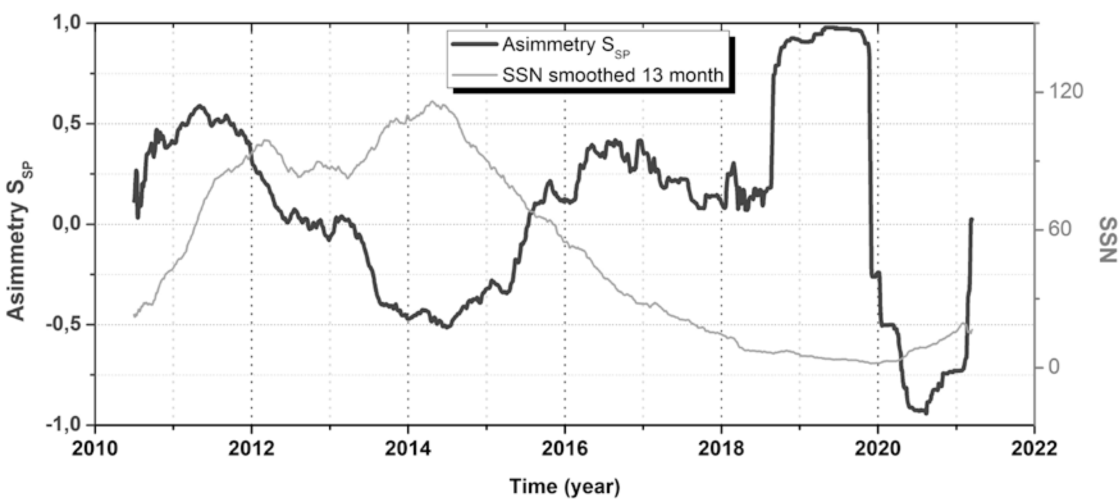


Рис. 1.

В масштабах 11-летнего цикла эта асимметрия сводится, прежде всего, к избытку суммарной площади и числа групп пятен в одном из полушарий, а также несинхронности широтного распределения центров, различию эпох экстремумов и формы кривых 11-летних циклов в разных полушариях. На рис. 1 показан профиль NS-асимметрии для площадей солнечных пятен (Ssp – толстая черная кривая) на фоне индекса чисел солнечных пятен (SSN), отражающих ход 24 цикла солнечной активности. Здесь и далее обе кривые – это ежедневные суммарные данные, сглаженные за 13 месяцев. Каждому локальному 11-летнему максимуму активности соответствует локальный 11-летний минимум абсолютной |A| асимметрии (у нас это середина 2012 – начало 2013 г.). Увеличение |A|, как по числу, так и по площадям солнечных пятен приходится на фазу роста, второго максимума и начало нового цикла (рис. 1). По исследованию NS-асимметрии пятен и их площадей выполнено довольно много работ [1–3] и др., а по CHs – мало. Цель нашей работы на достаточно обширном материале проанализировать как ведет себя профиль NS-асимметрии для разных типов CHs.

Данные наблюдений и метод

Наше исследование базируется на данных наблюдений, полученных инструментом SDO/AIA в линии железа (Fe XII 19.3 нм). В своем исследовании мы хотели проследить, насколько согласована работа полушарий на протяжении одного одиннадцатилетнего цикла. Поскольку, на момент начала 24 цикла интересующих нас данных еще не было, мы воспользовались данными с 13 мая 2010 г., когда они стали доступны и регулярны и продолжили их ровно на 11 лет, до 13 мая 2021 г. Инструментом для извлечения информации о площадях CHs, послужил комплекс процедур SPoCA – Spatial Possibilistic Clustering Algorithm, подробно описанный в работе [4]. Этот софт позволяет выполнять сегментацию изображения и выделять CHs, активные области и спокойное Солнце. Для локализации

CHs и определения их площадей мы воспользовались базой данных Heliophysics Events Knowledgebase (http://www.lmsal.com/hek/hek_isolsearch.html), куда поступает информация после обработки SPoCA. В результате нами был получен массив площадей CHs за период 13.05.2010–13.05.2021 гг. Единица измерения площадей – Мм^2. Данные об индексе чисел (SSN) и площадях (Ssp) солнечных пятен взяты с https://wwwbis.sidc.be/silso/dayssnplot и http://solarcyclescience.com/AR_Database/daily_area.txt соответственно.

NS-асимметрия площадей полярных и неполярных КД

Мы исследовали две группы CHs: полярные (CH pol) и неполярные – средне- и низкоширотные CHs, не связанные с полюсом (CH nonpol). В процессе исследования нами проанализировано всего 17718 CHs. Из них полярных было 8180, неполярных – 9538. Рассмотри вклад двух видов CHs в разбалансировку полушарий в рассматриваемый период.

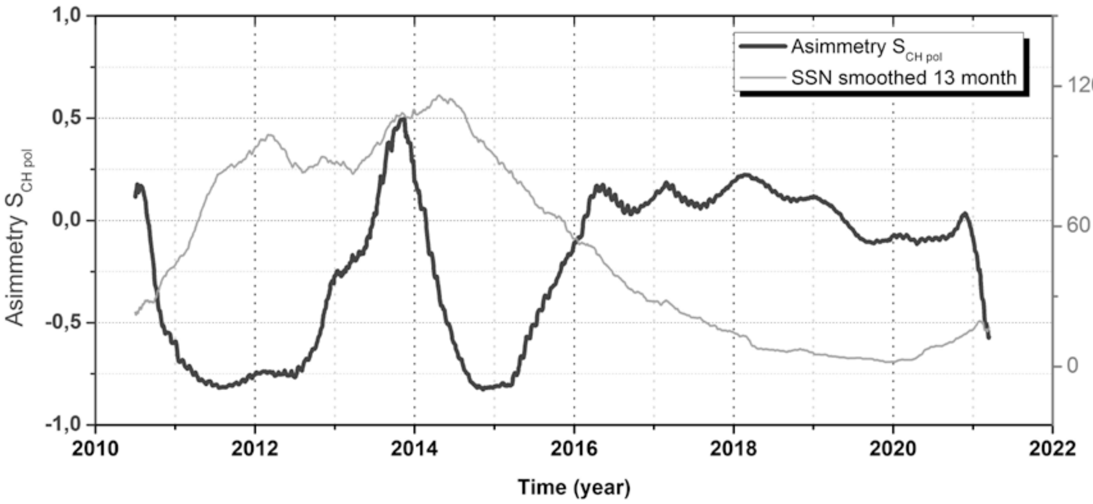


Рис. 2.

На рис. 2 жирная черная линия отражает ход NS-асимметрии площадей полярных CHs (S_{CHpol}) на фоне 24 цикла СА (серой тонкой линии). Большую часть рассматриваемого периода по полярным CHs доминировал Юг. И только в период с середины 2013 до начала 2014 и на ветви спада 24 цикла – Север. Максимумы асимметрии площадей полярных корональных дыр Юга близки по времени к двум пикам максимума СА 24 цикла. Максимум асимметрии S_{CHpol} на Севере предшествует второму пику максимума 24 цикла СА.

По неполярным CHs, в основном, лидирует Север (рис. 3). Наблюдается некоторая периодичность в смене доминирования полушарий. Так же как и по пятнам, 11-летний минимум модуля асимметрии неполярных CHs приходится на 2012–2013 годы.

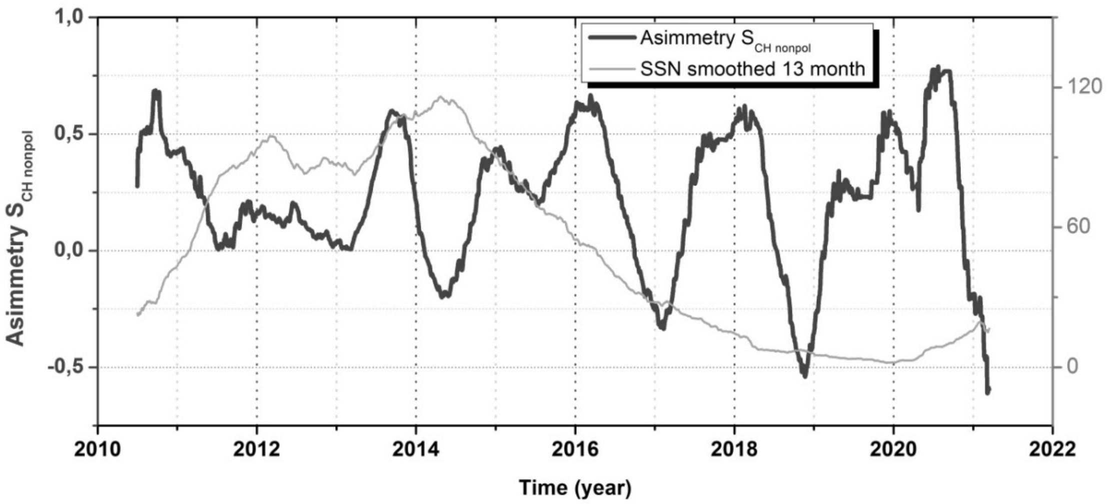


Рис. 3.

Выводы

Наблюдаемая разбалансировка полушарий наиболее выражена в минимуме цикла и на ветви роста как для числа и площадей солнечных пятен, так и для неполярных CHs, что согласуется с работами других авторов [1]. Для полярных CHs максимум асимметрии – в максимуме 24 цикла СА.

Минимум разбалансировки полушарий: по числу и площадям пятен, приходится на период с марта 2012 г. до начала 2013 г. По числу неполярных CHs – на период, близкий к этому: вторая половина 2011 г. – начало 2013 г. Это еще один аргумент в пользу нашего предположения, что неполярные CHs и пятна – это элементы общей магнитной активности. По полярным CHs, минимальная NS-асимметрия наблюдается в фазе минимума 24 цикла.

Большую часть рассматриваемого периода по полярным CHs доминировал Юг, по неполярным – в основном, лидировал Север. И это сказалось на общей картине NS-асимметрии всех CHs.

Наш результат показывает, что асимметрия – это глубокое явление, которое проявляется даже на таких крупных структурах, как открытые магнитные поля, и проявляется она не через 11 лет, а в режиме реального времени, по ходу цикла.

Литература

1. *Бадалян О.Г.* // Астрономический журнал. 2011. Т. 88, № 10. С. 1008.
2. *Витинский Ю.И.* Цикличность и прогноз солнечной активности. – Л.: Наука, 1973. 258 с.
3. *Наговицын Ю.А. и др.* // Астрон. журн. 2010. Т. 87, № 5. С. 524.
4. *Barra V. et al.* // Astron. Astrophys. V. 505. 2009. P. 361.

ОЦЕНКА СВЯЗИ СЕЗОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ СЛИЗИСТОЙ ОБОЛОЧКИ ОКОЛОНОСОВЫХ ПАЗУХ С УФ ИНДЕКСОМ И МЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

Афлитонов М.А.[1], Безрукова Е.В.[2], Федотова А.А.[2], Воробейчиков Е.В.[3], Шаповалов С.Н.[4]

[1]Областная клиническая больница г. Калининграда, Калининград, Россия
[2]СЗГМУ им. И.И. Мечникова, Санкт-Петербург, Россия
[3]Общество с ограниченной ответственностью «Полифарм», Санкт-Петербург, Россия
[4]ФГБУ «ГНЦ РФ Арктический и антарктический НИИ», Санкт-Петербург, Россия

ASSESSMENT OF THE RELATIONSHIP OF THE SEASONAL CHANGES OF MUCOSA PARANASAL SINUSES WITH THE UV INDEX AND METEOROLOGICAL PARAMETERS

Aflitonov M.A.[1], Bezrukova E.V.[2], Fedotova A.A.[2], Vorobeychikov E.V.[3], Shapovalov S.N.[4]

[1]Regional clinical hospital of Kaliningrad, Kaliningrad, Russia
[2]North-Western State Medical University named after Mechnikov, St. Petersburg, Russia
[3]Limited Liability Company "Polypharm", Russia
[4]Arctic and Antarctic research Institute, St. Petersburg, Russia

A correlation analysis of seasonal values of parietal edema of the paranasal sinus mucosa was carried out according to computed tomography data in patients (504 people) without pathology of ENT organs, volumetric processes of the brain, injuries of the facial skeleton who were treated in various departments of the State Medical Institution "City Hospital № 40" (Sestroretsk) with a UV index and basic meteorological indicators for the period of 2019. The correlation of cases of parietal edema of the paranasal sinus mucosa with seasonal changes in the UV index (r~ 0.75), relative humidity (r~ -0.87) and wind speed (r~ -0.64) was revealed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-39-42

Адаптация организма человека к изменениям метеорологических и космогеофизических факторов может проявляться через различные функции [1], включая функции слизистой оболочки околоносовых пазух (ОНП), обеспечивающие высокодифференцированную и поливалентную сопротивляемость к внешним воздействиям. Важное значение в функциях ОНП занимает степень выраженности пристеночного отека (отечного синдрома ОНП), который может быть вызван не только вирусным или бактериальным ринитом, но также воздействием основных метеорологических параметров, связанных с притоком солнечной УФ радиации в диапазоне 280–400 нм (UVB-UVA). Слизистая оболочка ОНП постоянно контактирует с водяными парами в воздухе. Поэтому исследование реакции выраженности отечного синдрома ОНП на изменение показателей метеопараметров и

УФ радиации является актуальной задачей для разработки эффективных методов лечения и профилактики воспалительных заболеваний ОНП. Цель исследований состояла в определение корреляционной связи пристеночного отека слизистой оболочки ОНП со значениями метео- и гелиофизических параметров.

Оценку связи сезонных случаев степени выраженности пристеночного отека слизистой оболочки ОНП с метеопараметрами и УФ-индексом проводили на основе анализа компьютерных томограмм [2] пациентов ГБУЗ «Городская больница № 40» (504 человека) за период с 01.01.2019 г. по 31.12.2019 г. без патологии лор-органов, объемных процессов головного мозга и травм лицевого скелета. Ежесуточные показатели отека слизистой оболочки ОНП, включающие отек в верхнечелюстных (*Edema in the maxillary sinuses*), решетчатых (*Edema in the ethmoid sinuses*) и клиновидных пазухах (*Edema in the sphenoid sinuses*) приводили к среднесезонным значениям года (зима, весна, лето, осень). Из числа метеорологических параметров, способных влиять на степень изменений слизистой оболочки ОНП, рассматривали УФ индекс, температуру приземного воздуха (T°C), относительную влажность (RH), скорость ветра (V) и атмосферное давление (hPa). Данные выбирали с ресурса http://www.meteo.nw.ru.

На рис. 1 показано сравнение хода среднесезонных значений отека слизистой оболочки ОНП (Total cases of edema, TCE) с метеопараметрами в приземной атмосфере. Как видно на рисунке, максимальные коэффициенты корреляции достигаются на графиках TCE/UV (r~0.75), TCE/RH (r~-0.87) и TCE/V(r~-0.64). Отрицательные корреляции TCE/RH и TCE/V, обеспечиваются, вероятно, следующим механизмом. Происходящие в полости пазух теплообменные процессы не идентичны процессам на открытых поверхностях слизистой носа и верхних дыхательных путей (в полостях ОНП движение воздушных масс почти отсутствует). Скорость, с которой воздух проходит над поверхностью, влияет на скорость испарения воды. Движение воздуха перемещает насыщенные водой массы, значительно снижая влажность в этой области. В полости носа снижение влажности будет носить прогрессирующий характер. Однако в полостях ОНП влажность сопоставима с влажностью окружающей среды, и зачастую намного выше нее. Поэтому максимально высокое давление водяных паров и связанное с ним гидростатическое давление на интерстиции наблюдается в полостях ОНП. Акт дыхания вызывает схожие эффекты, т.е. снижает отек в полости носа, однако на слизистую ОНП оказывает меньшее воздействие. Вследствие конденсации пара нагрузка объемом и повышенное давление в интерстиции изменяют биомеханические свойства и физиологию слизистой, стимулируя ее утолщение, что при условии отсутствия воспалительного процесса в верхних дыхательных путях (ВДП) может рассматриваться в виде защитной физиологической реакции. Таким образом, графики на рис. 1 составляют звенья механизма связи сезонной выраженности отека слизистой оболочки ОНП с физическими параметрами нижней атмосферы в условиях отсутствия острой и хронической патологии ВДП. Механизм данной связи представлен на рис. 2 в виде схемы, в которой УФ индекс, характеризующий уровень поступающего солнечного ультрафиолета на земную поверхность для оценки опасности воздействия на кожу и периферический отдел зрительного анализатора (сетчатки), тесно коррелирует с температурой приземного воздуха (r~0.91). С температурой, в свою очередь, физически связаны параметры RH, V и hPa.

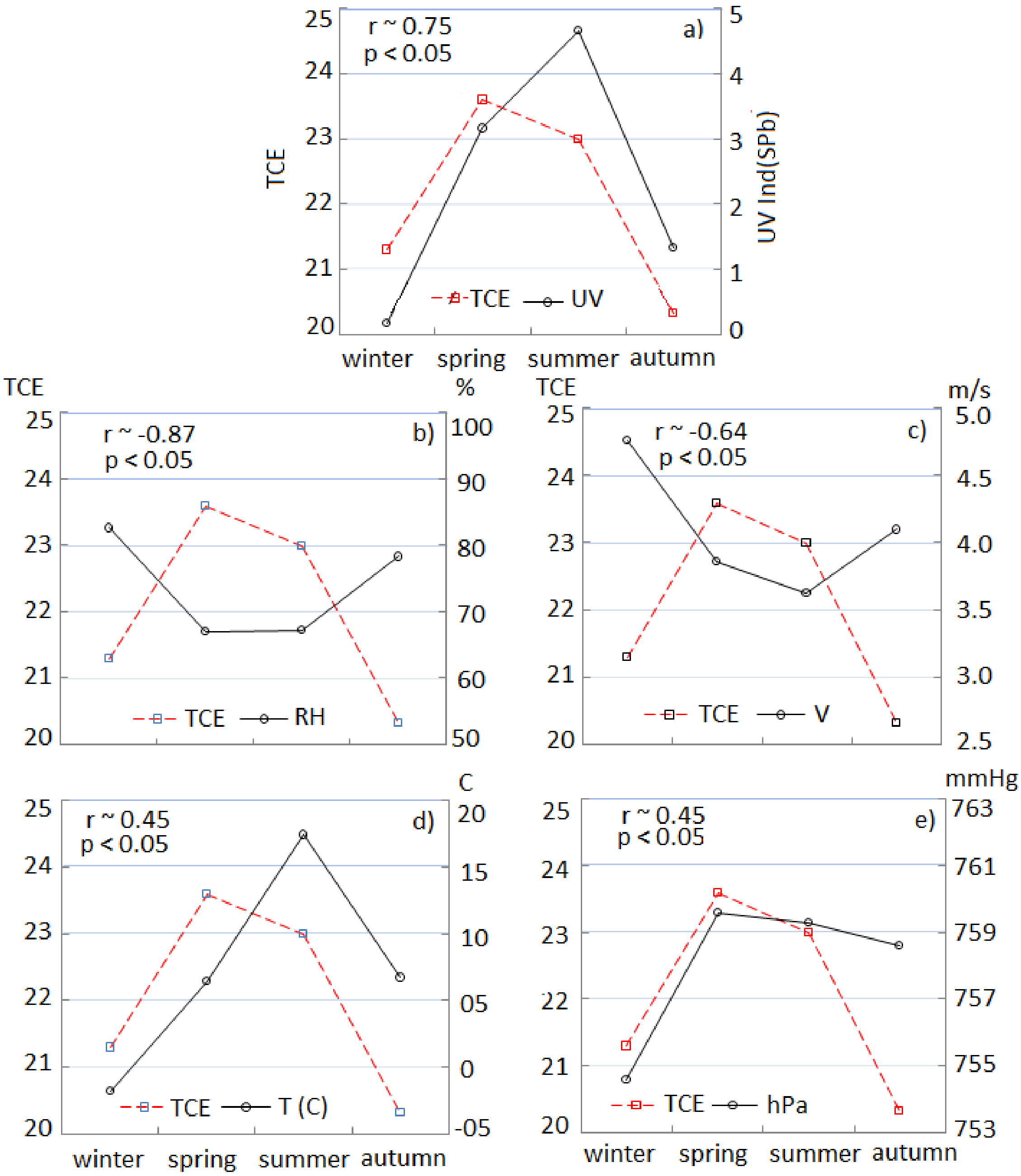


Рис. 1. Сравнение хода среднесезонных значений пристеночного отека слизистой оболочки ОНП (Total cases of edema, TCE) у пациентов ГБУЗ «Городская больница № 40» с УФ индексом (a) и основными метеорологическими параметрами (a, b, c, d, e)

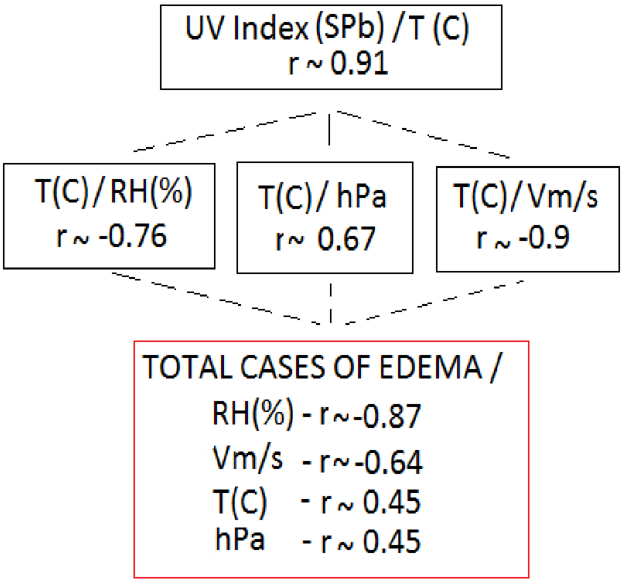


Рис. 2. Схема механизма связи сезонных изменений пристеночного отека слизистой оболочки ОНП (Total cases of edema, TCE) с основными метеорологическими параметрами приземной атмосферы

Выявлена высокая корреляция сезонных изменений пристеночного отека слизистой оболочки ОНП с УФ индексом и основными метеорологическими параметрами в приземном слое атмосферы. При отсутствии воспаления в ВДП физиологические изменения слизистой оболочки ОНП могут рассматриваться в качестве прогностического биологического параметра (биосенсора), реагирующего на изменения метеополей и, возможно, космогеофизических факторов широкого диапазона [3, 4].

Литература

1. *Карелин А.О., Гедерим В.В., Соколовский В.В., Шаповалов С.Н.* О влиянии космогеофизических и метеорологических факторов на показатели неспецифической резистентности организма // Гигиена и санитария. 2008. № 1. С. 29-33
2. *Drumond J., Allegro B., Novo N., et al.* Evaluation of the Prevalence of Maxillary Sinuses Abnormalities through Spiral Computed Tomography // *Archive of "International Archives of Otorhinolaryngology"*. 2017; 21(2):126-133. doi:10.1055/s-0036-1593834
3. *Shapovalov S.N.* Reasons for Space Gerontology: The Impact of the Motion of the Earth and Moon on the Human Environmental Indicators // Advances in Gerontology, 2016, Vol. 6, No. 3, pp. 167–179.
4. *Шаповалов С.Н., В.Т. Соколов, Б.И. Бакаленко*. Исследование чувствительности биомаркеров человека к прохождению Солнца через небесный меридиан в высоких широтах Арктики // Всероссийская ежегодная конференция по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2018». Сб. трудов конф. / Под ред. А.В. Степанова, Ю.А. Наговицына – СПб, 2018, С. 413-416

О СВЯЗИ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ С ЭВОЛЮЦИЕЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ПЯТЕН ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА БСТ-2 КРАО РАН: ЦИКЛЫ 22–24

Ахтемов З.С., Цап Ю.Т., Малащук В.М.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Крым, Россия

ON THE CORRELATION OF SOLAR ACTIVITY AND EVOLUTION OF SUNSPOT MAGNETIC FIELDS BASED ON TST-2 CRAO MEASUREMENTS: CYCLES 22–24

Akhtemov Z.S., Tsap Y.T., Malashuk V.M.
Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Based on visual spectral observations of the Zeeman splitting for FeI 6302.5 Å line carried out with the CrAO Tower Solar Telescope, the evolution of the maximum sunspot magnetic fields B ≥ 1500 G from the 22nd to the 25th solar activity cycles was studied. The values of the magnetic field and Wolf numbers were averaged over different time intervals. Pearson's correlation coefficient for the period from 1990 to 2008 on average turned out to be 0.85 ± 0.10, while it was 0.35 ± 0.23 from 2009 to 2019.The sunspot magnetic fields are changed with time cyclically in cycles 21 and 23 (1990–2008) with an amplitude of several hundred gauss, reaching maximum values at the peak of each cycle, although the synchronicity was not absolute. Meanwhile, the average strength of the magnetic field in the 24th solar cycle as distinguished from of the Wolf numbers increases monotonically. The results indicate a possible failure of sunspot formation mechanisms in the period from 2010 to 2018.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-43-46

Введение

Периодические изменения числа солнечных пятен указывают на то, что их образование связано с глобальными динамо-процессами на Солнце. С другой стороны, очевидная самоорганизация магнитных полей в компактные структуры показывает важность локальной динамики турбулентной конвекции. Теория динамо Паркера и некоторые наблюдательные данные предполагают наличие связи напряженности магнитного поля пятен с циклом солнечной активности [1–3]. Так, Pevtsov et al. [1, 2] построили зависимость усредненных за год максимальных суточных значений магнитных полей солнечных пятен от времени за период с 1920 по 2011 г. Согласно полученным результатам, напряженность поля меняется циклически в пределах нескольких сот гаусс, достигая максимума около пика каждого цикла, хотя синхронность не является абсолютной. Однако это несколько противоречит результатам Livingston and Watson [3], в соответствии с которыми усредненные магнитные поля пятен с напряженностью B с течением времени слабо меняются в 24 цикле и не зависят от фазы цикла. За период с 2010 по 2015 гг. значение поля B = 2070 ± 20,0 Гс/год

(McMath-Pierce Solar Telescope in Arizona), а для спутниковых данных HMI SDO B = 2050 ± 18,0 Гс / год.

Цель настоящей работы – исследовать эволюцию значений магнитного поля солнечных пятен с напряженностью $B \geq 1500$ Гс, усредненных за различные промежутки времени, на основе анализа спектральных наблюдений, проводимых на Башенном солнечном телескопе (БСТ-2) КрАО РАН с 1957 г.

Наблюдения и обработка данных

Для проведения исследований использовались данные наблюдений максимальных значений магнитных полей пятен за период с 1990 по 2021 г., находящиеся в свободном доступе на сайте https://sun.crao.ru/observations/sunspots-magnetic-field, которые следуют из визуальных спектральных измерений расщепления зеемановских компонент линии FeI 630.2 нм с g-фактором 2.5. На рис. 1а показан пример сводки с результатами наблюдений напряженностей солнечных пятен на БСТ-2 КрАО РАН. Отметим, что в среднем за год в Крыму насчитывается около 200 ясных дней. При этом реальная ошибка одного измерения магнитного поля пятен составляет ±(100–200) Гс.

Гистограмма распределения максимальных значений напряженности магнитного поля пятен с $B \geq 1500$ Гс, всего измерений N = 31657, с интервалом 200 Гс приведена на рис. 1б. Как видно, наиболее часто встречаются пятна с магнитным полем в диапазоне значений от 1900 до 2100 Гс, при этом максимальные напряженности не превышают 4000 Гс. Отметим также, что среднее значение магнитного поля за период с 1990 по 2021 гг. оказалось равным 2121 ± 2 Гс.

Числа Вольфа являются одним из основных количественных показателей солнечной активности. Поэтому для проведения сравнительного анализа мы воспользовались данными, находящиеся в свободном доступе на сайте Королевской обсерватории Бельгии http://www.sidc.oma.be. Графики изменения со временем напряженности магнитного поля пятен $B(t)$, построенные по данным БСТ-2 КрАО РАН, а также чисел Вольфа $W(t)$, усредненные за год и сглаженных методом скользящего среднего (adjacent-averaging), представлены на рис. 1в (1990–2008) и рис. 1г (2009–2021). Усредненные и сглаженные за полгода и квартал данные показаны соответственно на рис. 2а и 2б (1990– 2008), а также на рис. 2в и 2г (2009–2021).

Нетрудно убедиться, что в 22–23 циклах, зависимости $B(t)$ и $W(t)$ согласуется с результатами Pevtsov et al. [1, 2], а поведение $B(t)$ и $W(t)$ в 24 цикле в период с 2010 до 2015 года соответствует результатам работы [3].

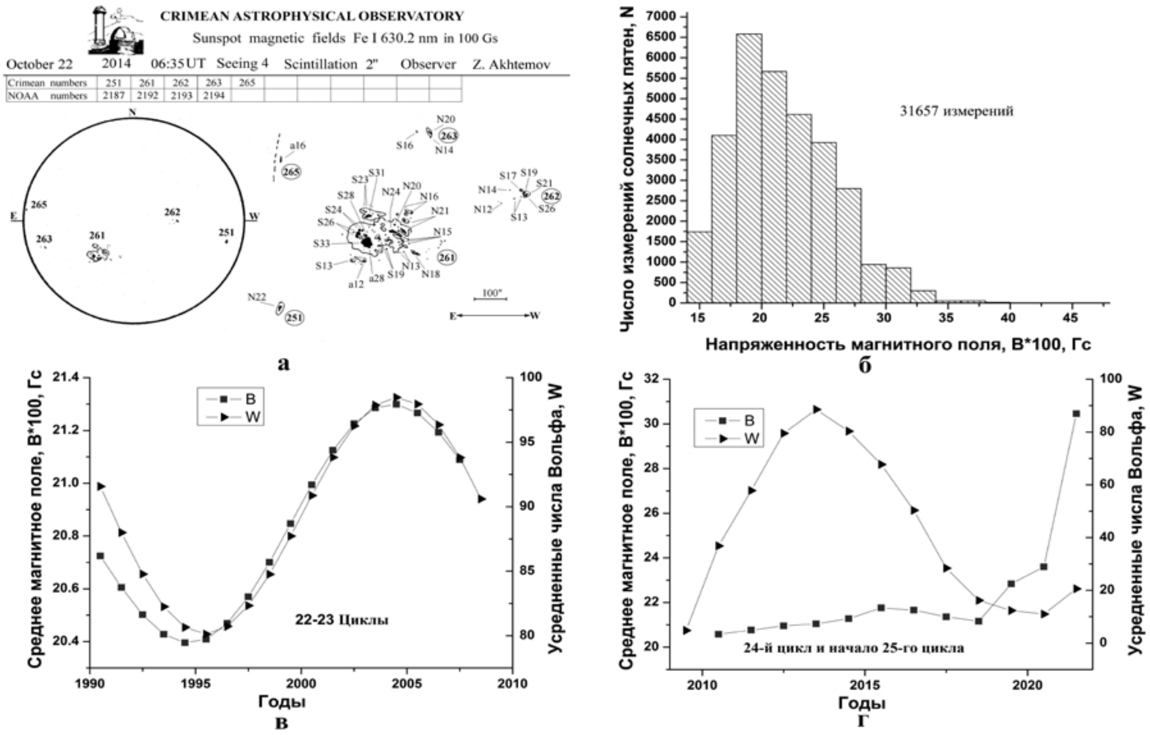


Рис. 1.

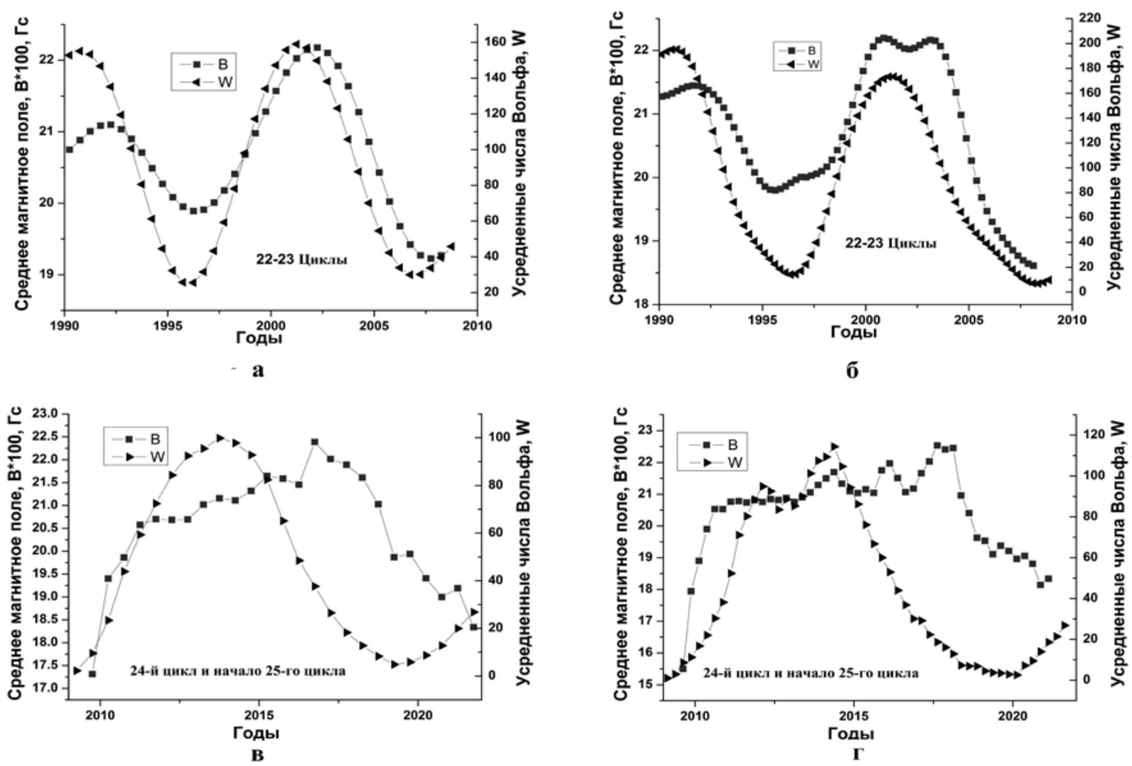


Рис. 2.

Обращает на себя внимание тренд, связанный с незначительным увеличением магнитного поля пятен в промежуток времени с 2010 по 2018 гг.

(24 цикл). Коэффициент корреляции Пирсона для сглаженных данных в 22–23 циклах около 0.85±0.10, а в 24 цикле – 0.35±0.23.

Выводы

Кратко сформулируем основные результаты работы.

- Усредненное магнитное поле солнечных пятен за период с 1990 по 2008 гг. (22 и 23 циклы) зависит от фазы цикла солнечной активности, что согласуется с результатами статей Pevtsov et al. [1, 2].
- В период с 2010 по 2015 год (24 цикл) усредненное магнитное поле солнечных пятен, как и в работе [3], слабо зависит от фазы цикла.
- Возможно, в 24 цикле произошел сбой в процессе пятнообразования, сопровождаемый доминированием иных механизмов (локальное динамо, NEMPI-механизм) [4–7].

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (N20-52-26006) и Минобрнауки (НИР №0831-2019-0006).

Литература

1. *Pevtsov A.A., Yu. A. Nagovitsyn, A.G. Tlatov, A.L. Rybak* // ApJ, 2011, V.742:L36. P.1.
2. *Pevtsov A.A., L. Bertello, A.G. Tlatov, et al.* // Solar Phys., 2014, V.289, Is. 2. P.593.
3. *Livingston W., F. Watson* // Geophys. Res. Lett. 2015, V. 42. P.9185.
4. *Kleeorin N.I., I.V. Rogachevskii, A.A. Ruzmaikin* // Sov. Astron Lett. 1989,V. 15. № 5. P. 274.
5. *Kleeorin N.I., I.V. Rogachevskii, A.A. Ruzmaikin* // Sov. Phys. JETP. 1990,V. 70. P. 878.
6. *Bradenburg A., Rogachevskii I., Kleeorin N.* // New J. Phys. 2016, V. 18. P. 1250011.
7. *Losada I.R., J. Warnecke, K. Glogowski, et al.* // Proceedings International Astronomical Union, 2017.

АНАЛИЗ ПРЕДВСПЫШЕЧНОЙ ФАЗЫ ЭРУПТИВНЫХ И НЕЭРУПТИВНЫХ ВСПЫШЕК ПО ДАННЫМ О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИНАМИКЕ КОРОНАЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ СТРУКТУР И ИХ МИКРОВОЛНОВОГО И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЙ

Бакунина И.А.[1], Мельников В.Ф.[2], Шаин А.В.[2], Абрамов-Максимов В.Е.[2], Моргачев А.С.[3]

[1]Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Нижний Новгород, Россия
[2]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[3]Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия

ANALYSIS OF THE PRE-FLARE PHASE OF ERUPTIVE AND NON-ERUPTIVE FLARES ACCORDING TO THE DATA ON SPATIAL DYNAMICS OF CORONAL MAGNETIC STRUCTURES AND THEIR MICROWAVE AND ULTRAVIOLET EMISSION

Bakunina I.A.[1], Melnikov V.F.[2], Shain A.V.[2], Abramov-Maximov V.E.[2], Morgachev A.S.[3]

[1]National Research University Higher School of Economics, Nizhny Novgorod, Russia
[2]Pulkovo Observatory, St. Petersburg, Russia
[3]Lobachevsky State University, Nizhniy Novgorod, Russia

The dynamics of microwave and EUV emission is considered for active regions with CME and with no eruption. Extrapolation of the magnetic field to the corona of active region (AR) has shown that an eruption event may be connected with the presence of a twisted magnetic field and an open magnetic configuration in the flare site of AR.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-47-50

Одной из важных задач современных исследований в солнечной физике является поиск теоретических и наблюдательных признаков, определяющих способность активной области (АО) вызывать эрупцию вещества в высокие слои солнечной короны. В настоящее время существует уже достаточно много идей и моделей, объясняющих механизм возникновения эрупций в активных областях (АО) и последующих CME (coronal mass ejections). Среди них интересны модели, связанные со всплытием скрученных магнитных жгутов, с их длительным (сутки и более) существованием под магнитными аркадами в виде так называемых сигмоидов, а также с накоплением магнитной энергии в области магнитного шира, связанного с вращением пятен в АО и другими сдвиговыми движениями в фотосфере. «Стандартная модель вспышки», или CSHKP model [1–4], предполагает присутствие магнитных жгутов (MFR – magnetic flux ropes) в короне АО как предпосылку для инициирования эруптивных вспышек. MFR распознается как набор силовых линий магнитного поля, которые закручены вокруг своей центральной оси более одного раза [5]. Считается, что эти сложные структуры образуются в результате пересоединения потока по линии инверсии полярности (PIL) через фотосферный сдвиг и сходящиеся движения [6].

Цель данной работы – выяснить роль магнитных жгутов в возникновении вспышек и CME на основе исследования предвспышечной динамики многоволновых излучений и восстановления коронального магнитного поля из фотосферы в корону (метод «NLFFF extrapolation») для ряда эруптивных (с CME) и неэруптивных (без CME, «confined») активных областей. Ранее для этих областей нами было обнаружено появление за несколько часов до вспышек класса М пересекающихся друг с другом ярких и "горячих" ($T \sim 10^7$ K) ультрафиолетовых (94Å и 131Å) петель и показано, что именно в месте их пересечения инициируется вспышка [7–10].

Для нелинейной бессиловой экстраполяции магнитных полей в корону АО мы воспользовались алгоритмами, приведенными в работах [11–13]. Анализ пространственной динамики микроволнового излучения активных областей выполнен на основе радиокарт Солнца, полученных на Радиогелиографе Нобеяма (NoRH) на частоте 17 ГГц с двумерным пространственным разрешением 10"–15", с временным интервалом между изображениями 10 минут, и на основе данных наблюдений SDO/AIA в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) диапазоне 94Å и 131Å с пространственным разрешением ~1.5″, а также данных наблюдений фотосферного магнитного поля SDO/HMI. В данной работе приведены примеры экстраполяции магнитного поля в корону для двух АО: с эрупцией CME и без эрупции вещества в корону.

АО 11402 наблюдалась на солнечном диске с 14.01.2012 по 27.01.2012, произвела 17 вспышек рентгеновского класса С, одну вспышку М и одну вспышку Х, магнитная конфигурация эволюционировала от бета до бета-гамма. Мы исследовали вспышку М8.7 23 января 2012 (start 01:36, peak 03:50, end 06:06 UT, по данным NoRH), сопровождавшуюся CME.

На рис. 1 показана эволюция восстановленного магнитного поля АО 11402, КУФ (131Å и 94 Å) и радиоизлучения (17 ГГц) в круговой поляризации до и во время вспышки 23.01.2012. На верхней панели вблизи от большого пятна интенсивного магнитного поля виден магнитный жгут, охватывающий пятно слева. Ясно видно, что жгут расположен под силовыми линиям, исходящими из пятна, и перпендикулярен им. Его формирование началось за три часа до начала вспышки. Вспышка началась с уярчения (в КУФ, 131Å) области вдоль магнитного жгута, затем уярчение распространилось вокруг пятна, образовав яркое кольцо (средняя панель). После этого произошло формирование и выброс яркой петлеобразной структуры (правая панель), которая, по-видимому, и дала начало СМЕ. Во время вспышки происходит изменение структуры радиоизлучения (нижняя панель, контуры в круговой поляризации), которое коррелирует пространственно со структурой уярчения в КУФ.

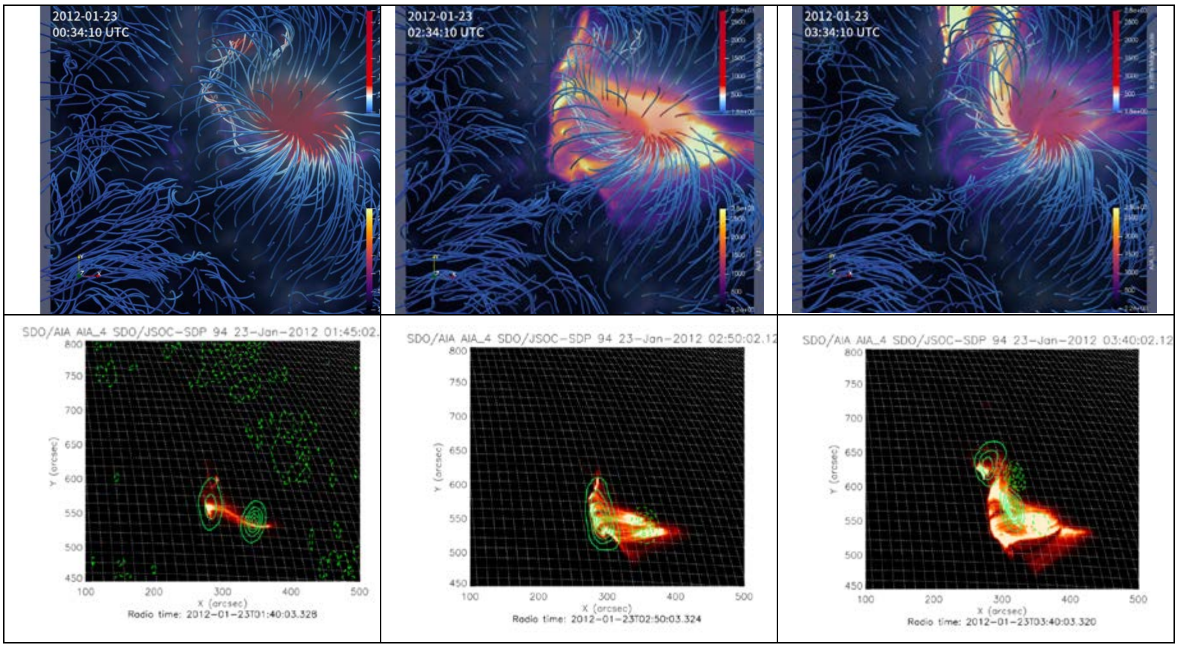


Рис. 1.

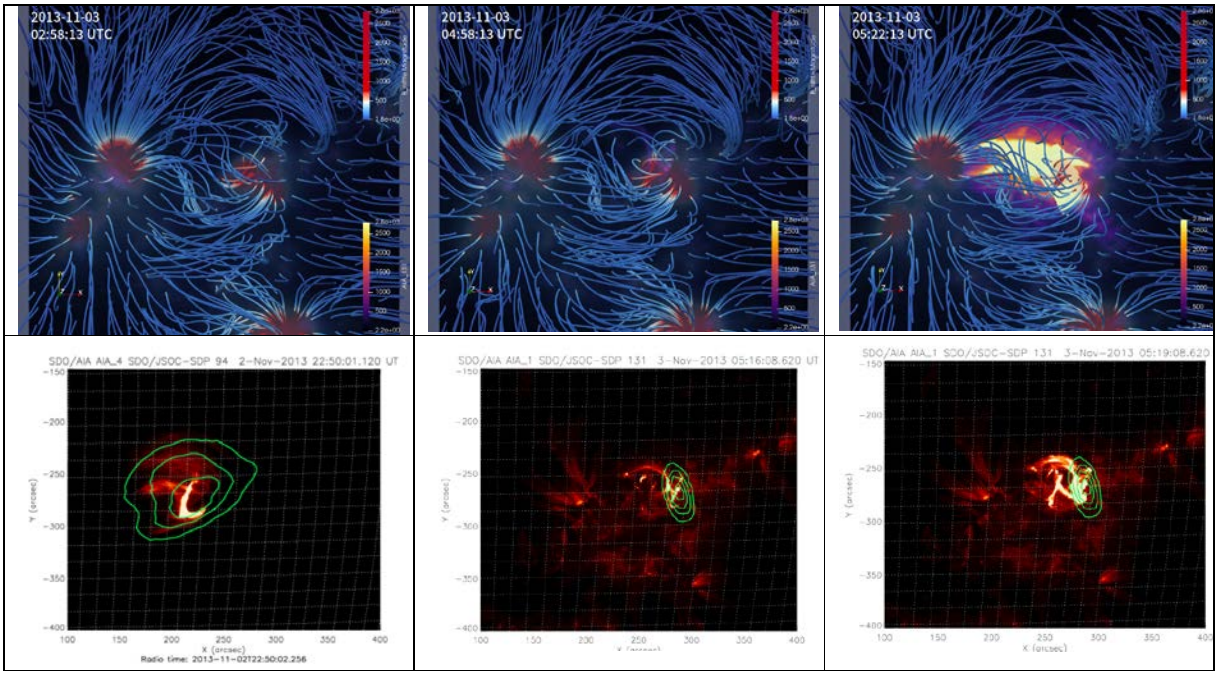


Рис. 2.

Активная область АО 11884 наблюдалась на солнечном диске с 26.10.2013 по 07.11.2013, произвела 13 вспышек рентгеновского класса C и три вспышки M, магнитная конфигурация эволюционировала от бета-гамма-дельта до бета. АО производит всего одну вспышку M 4.9 3 ноября 2013 (start 05:19, peak 05:21, end 06:30 UT, по данным NoRH) без эрупции при магнитной конфигурации бета-гамма.

На рис. 2 показана эволюция магнитного поля в этой активной области, КУФ (131Å и 94Å) и радиоизлучения (17 ГГц) в интенсивности до и во время вспышки. На верхних панелях видно, что за 2–3 часа до вспышки между двумя соседними пятнами, соединенными магнитными арками силовых линий, прямо под ними и почти перпендикулярно к ним, сформировался мощный изогнутый жгут магнитного поля (левая и средняя панели). Именно здесь началась вспышка, проявившая себя в виде возгорания скрещенных КУФ петель (правая панель). На эту же область приходится максимум яркости радиоизлучения на 17 ГГц (нижняя панель).

В заключение отметим, что главным отличием между рассмотренными двумя активными областями было отличие в структуре магнитного поля над ними. В АО 11402 было одно большое пятно с сильным магнитным полем, что создавало открытую структуру магнитного поля на корональных высотах и, соответственно, обеспечивало легкий выход вспышечной плазмы и формирование CME. В АО 11884, в отличие от АО 11402, присутствуют не одно, а четыре пятна с сильным магнитным полем. Вместе они создают мощную закрытую конфигурацию магнитного поля. Очевидно, именно наличие такой мощной закрытой структуры силовых линий над магнитным жгутом не позволило произвести выброс вспышечной плазмы высоко в корону.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ-ЧНФ №20-52-26006.

Литература

1. *Carmichael, H.* // NASA Spec. Publ., 1964, **50**, 451
2. *Sturrock, P.A.* // Nature, 1966, **211**, 695
3. *Hirayama, T.* // Solar Phys., 1974, **34**(2), 323
4. *Kopp, R.A., Pneuman, G.W.* // Solar Phys., 1976, **50**, 85.
5. *Gibson, S. E., Fan, Y., Török, T., & Kliem, B.* // SSRv, 2006, 124, 131
6. *van Ballegooijen, A.A., & Martens, P.C.H.* // ApJ, 1989,343, 971
7. *Bakunina, I.A., Melnikov V.F.*// AApTr, 2019, 31, Issue 3, 251
8. *Bakunina, I.A., Melnikov, V.F. &Morgachev, A.S.* // Astrophysics, 2020, 63, No. 2, 252
9. *Bakunina I. A., Melnikov V., Morgachev A. S.* // Geomag. and Aeronomy, 2020, 60, No. 7, 853
10. *Bakunina, I.A., Melnikov, V.F., Abramov-Maximov V.E, Morgachev, A.S.* // Geomag. and Aeronomy, 2021, 61, No. 8, in print
11. *Wiegelmann T.* // Solar Phys., 2004, **219**, 87
12. *Stupishin A.,* Magnetic Field Library // GitHub. – URL https://github.com/Alexey-Stupishin/Magnetic-Field_Library
13. *Anfinogentov S.,* GXBox_prep. // GitHub. – URL https://github.com/Sergey- Anfinogentov/GXBox_prep

ВЛИЯНИЕ СНИЖЕНИЯ ОБЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В 24 ЦИКЛЕ НА УСЛОВИЯ ФОРМИРОВАНИЯ И ПАРАМЕТРЫ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

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

INFLUENCE OF THE SOLAR GLOBAL MAGNETIC FIELD DECREASE ON THE FORMATION AND PARAMETERS OF CORONAL MASS EJECTIONS IN CYCLE 24

Bilenko I.A.
Sternberg Astronomical Institute, Moscow State University, Moscow, Russia

Based on the WSO observational data and the OMNI2 database, the changes in the solar magnetic fields, as well as the parameters of the velocity, density and flow pressure of the solar wind plasma at the Earth's orbit, are analyzed and compared to the rate and parameters of CMEs from CDAW SOHO/LASCO catalog in cycles 23 and 24. The results indicate that all parameters of the solar magnetic fields are lover in cycle 24. Decrease in the polar and non-polar magnetic fields, which are the components of the global magnetic field of the Sun, led to a significant increase in the total number of CMEs in cycle 24, with the dominance of an increase in the number of weak CMEs with the average for the Carrington Rotation (CR) velocity below 700 km s^{-1}. With a general decrease in the average CME velocity in cycle 24, the average velocity for CMEs with V<700 km s^{-1} remains at the level of cycle 23 and even higher in some CRs in cycle 24. Decrease in the density and flow pressure of the solar wind plasma promotes an increase in the number of CMEs with a sky plane width of more than 90°. An increase in the number of CMEs in cycle 24 does not correspond to a sharp decrease in the number of active regions.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-51-54

Введение

В 24 цикле наблюдается снижение общего магнитного поля Солнца по сравнению с 21 и 22 циклами с высокой солнечной активностью, и с низким 23 циклом. Снижение наблюдаемого магнитного поля является результатом уменьшения как полярного, так и не полярного магнитных полей, являющихся видимым проявлением циклических вариаций полоидальной и тороидальной компонент общего магнитного поля Солнца [1]. Было установлено, что полярное магнитное поле в минимуме 24 цикла примерно на 40% слабее, чем в минимуме 23 цикла [2]. Соответственно напряженность межпланетного магнитного поля уменьшилась, примерно, на 30% [3]. Все это могло оказать большое влияние на условия формирования и распространения корональных выбросов массы (КВМ) и значения их параметров. В 24 цикле значительно возросло число КВМ [4, 5]. В работе [4] было предположено, что к росту числа КВМ в 24 цикле привело снижение напряженности полярного магнитного поля.

В данной работе рассмотрено влияние снижения как полярного, так и не полярного магнитного поля Солнца и значений корональной плазмы в 24 цикле на условия формирования и параметры скорости и угла раствора КВМ. На основе данных наблюдений WSO и базы данных OMNI2 сопоставлены изменения магнитных полей в 23 и 24 циклах, а также параметров скорости, плотности и давления потока плазмы солнечного ветра на орбите Земли. Для анализа вариаций числа и параметров КВМ использован каталог CDAW SOHO/LASCO.

Результаты исследования

На рис. 1 приведены значения средних за Кэррингтоновский оборот (КО) величин числа КВМ в каждом КО, их скорости (V_{CME}, рис. 1a1, 1b1) и угла раствора в картинной плоскости (W_{CME}, рис. 1a2, 1b2) для всех наблюдавшихся в 23 и 24 циклах КВМ, обозначенных толстыми линиями, и для КВМ с V<700 км c^{-1} и W>90° обозначенных тонкими линиями. Из приведенных графиков следует, что при общем снижении средней скорости КВМ в 24 цикле, средняя скорость КВМ с V<700 км c^{-1} остается на уровне 23 цикла и даже выше в отдельные КО в 24 цикле (рис. 1a1). Число КВМ в КО с V<700 км c^{-1} резко возрастает в 24 цикле (рис. 1b1). Число и средние значения W для КВМ с W>90° выше в 24 цикле (рис. 1b2). Следует отметить, что в 24 цикле возросло не только число КВМ, но изменились и их зависимости от фотосферных магнитных полей [5].

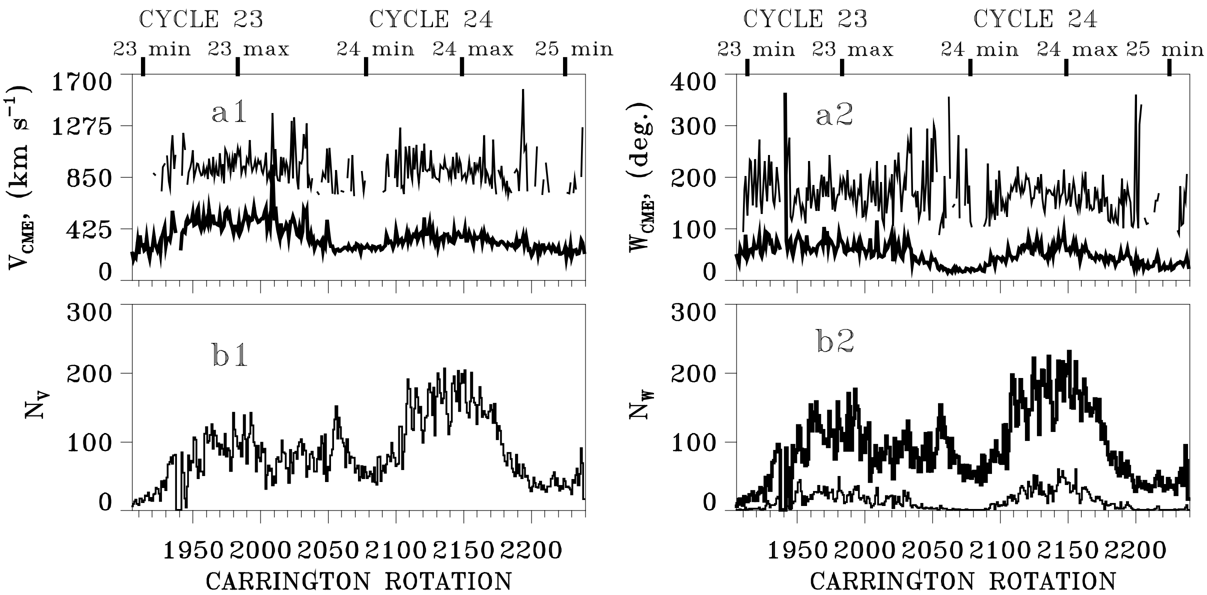


Рис. 1.

На рис. 2 показаны: усредненные за каждый КО числа Вольфа, по данным SILSO (а); полярное магнитное поле в северном и южном полушариях (сплошные линии) и сумма их модулей (штриховая линия) (b); аналогично показано не полярное магнитное поле (c); скорость (Vsw, d), плотность (n, e) и давление потока (p, f) солнечного ветра на орбите Земли. Значения максимальных, минимальных, средних и медианных величин магнитного поля и параметров плазмы приведены в таблице. Практически все параметры магнитного поля и плазмы ниже в 24 цикле.

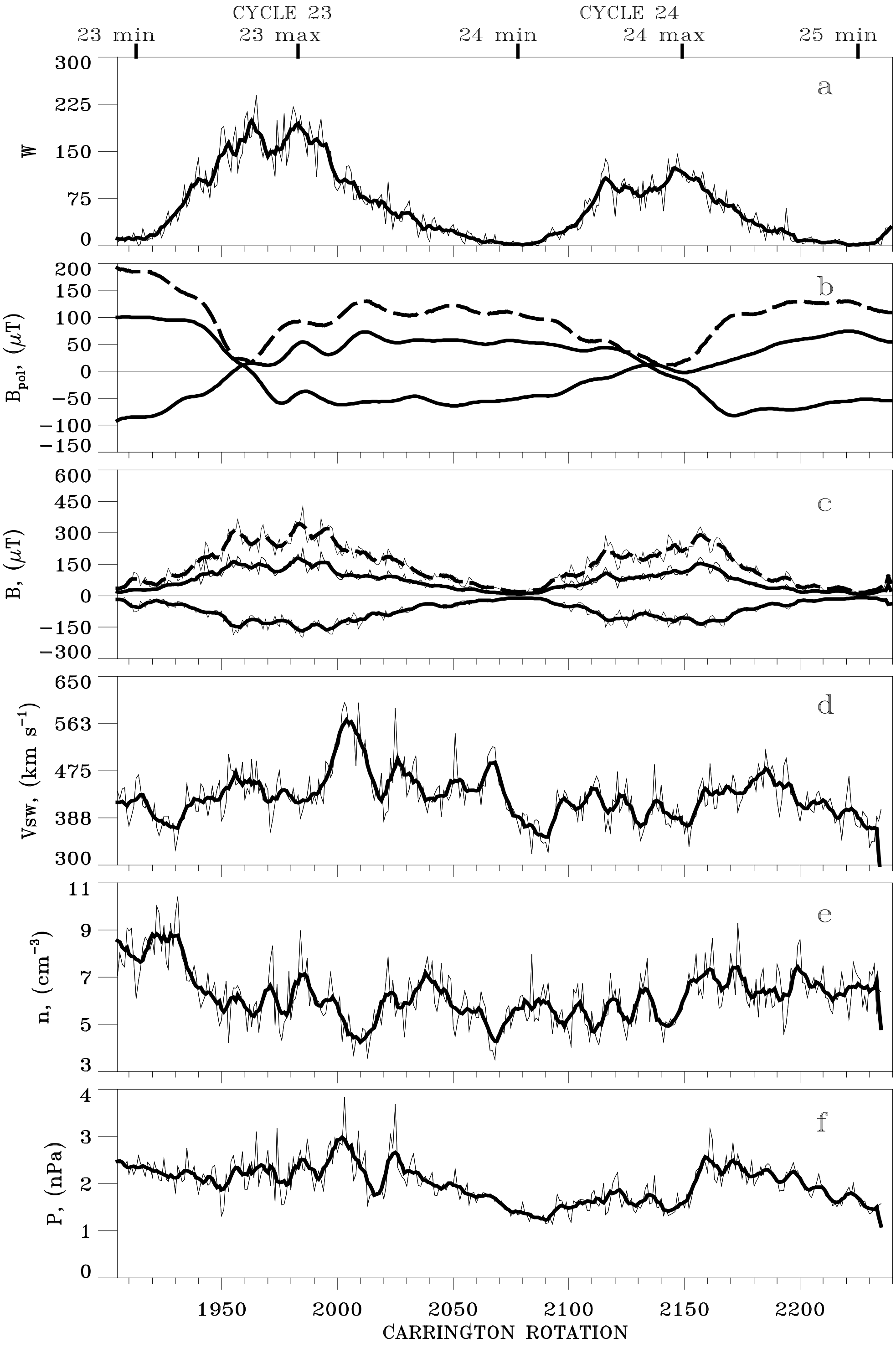


Рис. 2.

Таблица.

CYCLE 23				
ПАРАМЕТР	MAX	MIN	MEAN	MEDIAN
B, (μT)	426.48	17.87	166.13	159.26
Bpol, (μT)	185.00	16.50	106.69	109.00
n , (cm^{-3})	10.41	3.51	6.18	5.96
p , (nPa)	3.84	1.31	2.16	2.12
Vsw, (km s^{-1})	601.65	328.19	444.65	438.93
CYCLE 24				
ПАРАМЕТР	MAX	MIN	MEAN	MEDIAN
B, (μT)	327.09	13.43	129.33	121.37
Bpol, (μT)	130.00	11.00	80.23	93.00
n , (cm^{-3})	9.29	4.07	6.11	6.09
p , (nPa)	3.16	1.14	1.82	1.75
Vsw, (km s^{-1})	512.11	320.52	412.76	408.26

Сравнение с солнечной активностью, традиционно оцениваемой по числам Вольфа (W, рис. 2а), показывает, что рост числа КВМ в 24 цикле явно не соответствует резкому снижению числа пятен. Тогда как снижение полярного и не полярного магнитного поля может быть причиной роста числа КВМ, так как их понижение “облегчает” эрупцию вещества. Снижение V_{SW} является следствием уменьшения средней скорости V_{CME} и росту числа КВМ с V<700 км $с^{-1}$. Понижение n и p солнечного ветра в 24 цикле приводят к возможности более быстрого увеличения W_{CME} и наблюдаемому роста числа КВМ с W>90°.

В работе использованы каталоги OMNI2 [6], Sunspot data from the World Data Center SILSO, Royal Observatory of Belgium, Brussels. Wilcox Solar Observatory data used in this study were obtained via the web site http://wso.stanford.edu at 2021:03:11 01:13:34 PST courtesy of J.T. Hoeksema. The Wilcox Solar Observatory is currently supported by NASA.

Литература

1. *Bilenko, I.A.* // Solar Phys., 2018, V. 293, P. 106.
2. *Wang, Y. -M., Robbrecht, E., Sheely, N.R. Jr.* // ApJ, 2009, 707, P. 1372.
3. *Smith, E.J. and Balogh, A.* // Geophys. Res. Lett., 2008, V. 35, P. L22103.
4. *Petrie, G.J.D.* // ApJ, V. 2015, 812, 14 pp.
5. *Bilenko, I.A.* // ApJ, 2020, V. 889, 1, 12 pp.
6. *King, J.H. and Papitashvili, N.E.* // JGR, 2005, V. 110, A02104.

ПАНОРАМНЫЙ СПЕКТРАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ МИКРОВОЛНОВЫХ НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЦА В ДИАПАЗОНЕ 1–3 ГГц

Богод В.М., Лебедев М.К., Рипак А.М.
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

PANORAMIC SPECTRAL COMPLEX FOR SOLAR MICROWAVE OBSERVATIONS IN THE 1–3 GHz BAND

Bogod V.M., Lebedev M.K., Ripak A.M.
Special Astrophysical Observatory of the RAS, St. Petersburg, Russia

Here we present the first results of solar observations with a new spectral complex with a relative spectral resolution of 10^{-4}–10^{-5} with panoramic coverage of the decimeter range (1–3 GHz) and in the time interval (1 mlsec–4 hours). This range is optimal for studying the processes occurring in the upper layers of the corona, in which the loop structure of magnetic fields is still preserved. All the variety of manifestations of radiation from the solar corona plasma requires instrumentation for studying with a high spectral resolution in a wide range of radio waves.

The RATAN-600 radio telescope is a convenient tool for such studies. The combination of a large effective area in this instrument while obtaining a detailed spectrum of intensity and polarization in a wide wavelength range makes it relevant for a wide range of solar radio astronomy problems. The use of new equipment with high-speed registration opens up the study of dynamic characteristics in a number of tasks, such as: (i) In-depth diagnostics of the preflare state of solar plasma and the flare process; (ii) Understanding of the processes of confinement of hot plasma in magnetic traps; (iii) Measurements of critical magnetic field gradients from spectral-polarization observations of sources above the neutral line; (iv) Creation of an adequate sunspot model based on the mechanisms of formation of emission spectra in a wide range of heights.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-55-58

Все многообразие проявлений излучения плазмы солнечной короны требует инструментария для изучения с высоким спектральным разрешением в широком диапазоне радиоволн. При этом важен одновременный анализ как слабых проявлений на уровне спокойного Солнца, до мощных вспышечных извержений, так и анализ длительных колебаний до сверхкоротких излучений корональных струй и квазипериодических пульсаций (КПП). С другой стороны, является актуальным изучение процессов магнитного перезамыкания в вершинах арочных структур в короне [1], которые создают возмущения солнечного ветра и корональные выбросы масс, воздействующие на около земные процессы Космической погоды.

Радиотелескоп РАТАН-600 является удобным инструментом для таких исследований [2]. Сочетание большой эффективной площади в этом инструменте при одновременном получении детального спектра интенсивности и поляризации в широком диапазоне волн делает его актуальным для большого ряда задач солнечной радиоастрономии.

Применение новой аппаратуры с высокоскоростной регистрацией открывает исследования динамических характеристик в ряде задач, таких как: (i) Глубокая диагностика предвспышечного состояния солнечной плазмы и вспышечного процесса; (ii) Понимание процессов удержания горячей плазмы в магнитных ловушках; (iii) Измерения критических градиентов магнитного поля по спектрально-поляризационным наблюдениям источников над нейтральной линией; (iv) Создание адекватной модели пятна на основе механизмов формирования спектров излучения в широком диапазоне высот.

Особый комплекс задач связан с реализацией высокого спектрального разрешения в диапазоне 1–3 ГГц. К ним относятся наблюдения короткопериодических КПП во вспышках на звездах и Солнце. Изучение их характерных особенностей и сравнительный анализ позволит определять механизмы вспышечного энерговыделения и создаст наблюдательный базис для диагностики плазмы вспышечных областей. Будет развита диагностика динамических процессов (МГД-волн, ударных волн, квазипериодических быстрых пульсаций) в солнечной хромосфере в широком диапазоне высот и выяснение их вклада в нагрев хромосферы.

Здесь мы приводим первые результаты солнечных наблюдений с новым спектральным комплексом с относительным спектральным разрешением 10^{-4} – 10^{-5} с панорамным перекрытием дециметрового диапазона (1–3 ГГц) и во временном интервале до 4-х часов с максимальным разрешением 8 мсек. Этот диапазон является оптимальным для изучения процессов, происходящих в верхних слоях короны, в которых еще сохраняется петельная структура магнитных полей.

Основные принципы работы панорамного спектроанализатора

Принцип работы панорамного спектроанализатора протестирован в дециметровом диапазоне 1–3 ГГц, который является наиболее засоренным инструментальными помехами. В этом диапазоне присутствует достаточное количество необходимых быстродействующих цифровых микросхем, с помощью которых отрабатываются методы цифровой обработки радиоастрономического сигнала с целью подавления помех промышленного и бытового происхождения и достижения высоких разрешений как по времени (до 8 мс), так и по частоте (до 122 кГц). Методы реализуются посредством применения следующих основных программных и аппаратных средств:

- высокоскоростной 10-ти разрядный АЦП EV10AQ190, позволяющий оцифровывать сигнал со скоростью 4 ГигаВыборки/сек;
- высокопроизводительная ПЛИС с производительностью не менее 4 GMAC/s (MAC – Multiply-and-Accumulate operation per second – количе-

ство операций суммирования и умножения в секунду) при работе с 16- разрядными числами;
- быстрое преобразование Фурье и статистическая обработка спектра принимаемого сигнала с целью выявления и отбраковки негауссовых составляющих (реализованы в среде Vivado для размещения на ПЛИС высокой производительности);
- реализация аналоговой части, включающей установку широкополосного рупора для двух круговых поляризаций с малыми шумами и малыми смещениями фазового центра по частоте;
- установка малошумящих входных усилителей с большим динамическим диапазоном, система фильтров ограничивающих влияние особо мощных помех (мобильная связь, телевидение и др.);
- установка системы калибровочных сигналов для работы в широком динамическом диапазоне (до 10^{-9}).

Помимо описанной выше аппаратной части, создана программная часть регистрации и хранения собранных данных и сформировано их место хранения с учетом того, что суточный объем записей от дециметровой части комплекса может составить до 10 Гбайт [3].

Аналоговая часть радиометрического комплекса

Блок-схема аналоговой части комплекса, на 2 входа которого с антенны поступают сигналы левой и правой поляризаций, приведена на рисунке. Отметим, что схема выполнена на основе радиометра полной мощности и не содержит квадратичного детектора с последующим фильтром низких частот. Функции получения сигнала пропорционального мощности принимаемого СВЧ сигнала и выделения низкочастотной составляющей возложены на цифровую часть радиометра. Здесь, на входах по правой и левой поляризаций установлены фильтры высоких частот (ФВЧ) с частотой среза 1 ГГц, которые устраняют наиболее загрязненный помехами диапазон частот ниже 1 ГГц. Далее сигналы через направленные ответвители поступают на входные усилители, за которыми находятся системы режекторных фильтров на частоты 1.85, 2.15, 2.6 ГГц с шириной полосы подавления примерно 80 МГц по уровню –30 дБ, которые подавляют помехи от работы сотовых станций операторов мобильной связи. Установка этих фильтров позволила ослабить наиболее мощные помехи и избежать опасности перегрузки радиометра и появления интермодуляционных составляющих в полосе наблюдения радиометра. Необходимое усиление в каналах обеспечивается многофункциональным усилителем (МШУ), который позволяет также вводить в тракт калибровочный шумовой сигнал и усиливает сигналы с левой и правой поляризациями и подключает с частотой модуляции один из них к тракту для дальнейшего усиления и обработки. В тракте МШУ находятся управляемые аттенюаторы и индикаторы для контроля уровня мощности.

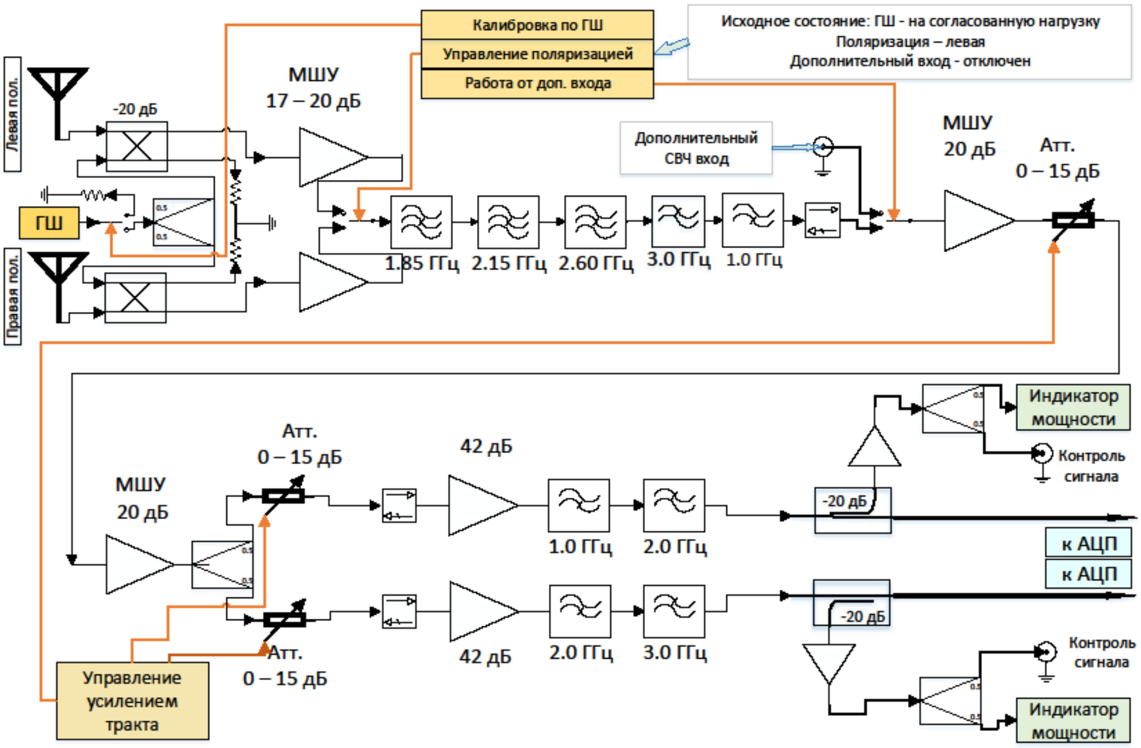


Рисунок. Основные узлы панорамного радиометрического комплекса полной мощности для двух поляризаций в диапазоне 1–3 ГГц.

Перечень основных достигнутых параметров

- Частотный диапазон: 1–3 ГГц,
- Частотное разрешение: 122 кГц.
- Временное разрешение: 8 млсек.
- Временное усреднение до 8 минут
- Температура собственных шумов входных усилителей: менее 100 К.

Работа поддержана Миннауки РАН.

Литература

1. *Nakariakov, V.M.; Anfinogentov, S.; Storozhenko, A.A.; et al.* // Astrophys. J., 2018, V. 859, I.2, article id. 154, 8 pp., https://doi.org/10.3847/1538-4357/aabfb9
2. *Bogod V.M.* // Proceedings of the All-Russian Conference “Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century” pp. 399-404, DOI:10.26119/978-5-6045062-0-2 2020 399
3. *Lebedev M.K., A.M. Ripak, V.M. Bogod* // Proceedings of the All-Russian Conference “Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century” pp. 413-416, DOI:10.26119/978-5-6045062-0-2 2020 399

АКТИВНОСТЬ ЗВЕЗДЫ BE CETI – АНАЛОГА МОЛОДОГО СОЛНЦА

Бондарь Н.И.[1], Кацова М.М.[2]
[1]*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия*
[2]*Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

ACTIVITY IN THE YOUNG SOLAR ANALOG BE CETI

Bondar' N.I.[1], Katsova M.M.[2]
[1]*Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia*
[2]*Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

BE Cet is a young solar analog with an age of 0.6 Gyr and a rotation period of 7.655 d. According to chromospheric and photospheric indices its activity is higher than the solar one. Analysis of photometric data on the time interval between 1977 and 2019 shows the presence of only 6.76-yr cyclic variations in the mean brightness with an amplitude of 0.02^m. The obtained cycle is 1–2 yr shorter than the known chromospheric cycle, whose length was found to be 9 yr or 7.6 yr, and its parameters, A_{cyc} and P_{cyc}, could change slightly in different epochs. The short-term light variations due to rotational modulation occur with an increase in amplitude up to 0.05^m near the brightness maximum and a decrease in the minimum. Some events of a rapid and short-time increase in brightness of 0.2–0.6 mag may be considered as flares, but to study flare processes, regular observations are required.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-59-62

Введение

Изучение активности звезд солнечного типа и её особенностей у молодых объектов и превосходящих возраст Солнца важно для понимания эволюции активности и решения сопутствующих задач, в том числе, прогнозирования уровня активности. По своим физическим параметрам и фотометрическим показателям звезда BE Cet (V = 6.39) является близким к нам (***d*** = 20.4 пк) молодым аналогом Солнца, её возраст около 600 млн лет [1–4]. Хромосферная активность звезды изучалась с 1966 г. в рамках НК проекта [5] и продолжает изучаться в современных обзорах линий Ca II H&K у звезд MW (Mount Wilson) программы. Значение <*S*>-индекса BE Cet равно 0.35, в 2 раза больше, чем у Солнца. Изменения *S*-индекса звезды происходят циклически, выделены основной цикл 9 лет и многолетний тренд 22 года [5, 6]. По 36-летним данным в [7] отмечено присутствие основного цикла 7.6 лет, несколько коротких циклов, от 2 до 5 лет, и многолетний тренд. Возрастание *S*-индекса сопровождается уменьшением яркости BE Cet, что свойственно молодым звездам с высоким уровнем активности, в то время как у Солнца и близких по возрасту звёзд наблюдается корреляция между *S*-индексом и изменением полного потока [8]. Поиск циклов, обусловленных развитием холодных фотосферных пятен, выполнен только по фотометрии 1986–2000 гг. [9]. Авторы обнаружили малоамплитудный цикл 6.7 года и отметили отсутствие других циклов.

В настоящей работе приведены результаты поиска циклов по коллекции данных с 1977 по 2019 гг., обсуждаются стабильность параметров цикла, проявления быстрой переменности – вращательная модуляция блеска и кратковременные его повышения как свидетельства вспышечной активности.

Циклическая переменность фотосферной активности

Фотометрический ряд, рассмотренный в [9], покрывает 14-летний интервал. Полученные авторами выводы о цикле 6.7 лет и отсутствии 22-летнего тренда отличаются от результатов многолетних исследований хромосферной активности [5–7]. Для уточнения, не обусловлены ли эти различия длительностью фотометрического ряда и изучения стабильности цикла 6.7 лет, мы сформировали новый ряд на интервале с 1977 г. по 2019 г., используя данные о блеске звезды с 2002 г. по 2009 г. из фотометрического каталога All-Sky Automated Survey (ASAS) [10] и за 2010–2019 гг. из каталога Kamogata Wide-field Survey (KWS) [http://kws.cetus-net.org/~maehara/VSdata.py], а также полученные в 1977–1978 гг. [11]. Поиск цикла выполнен по рядам сезонных значений блеска методами Хартли и Скаргля по программе AVE [http://www.gea.cesca.es]. На рис. 2 циклы представлены полиномами 6-й степени, проведенным по усредненным значениям сезонного блеска в бинах 0.05 фазы цикла на всём интервале исследования и в выделенные эпохи.

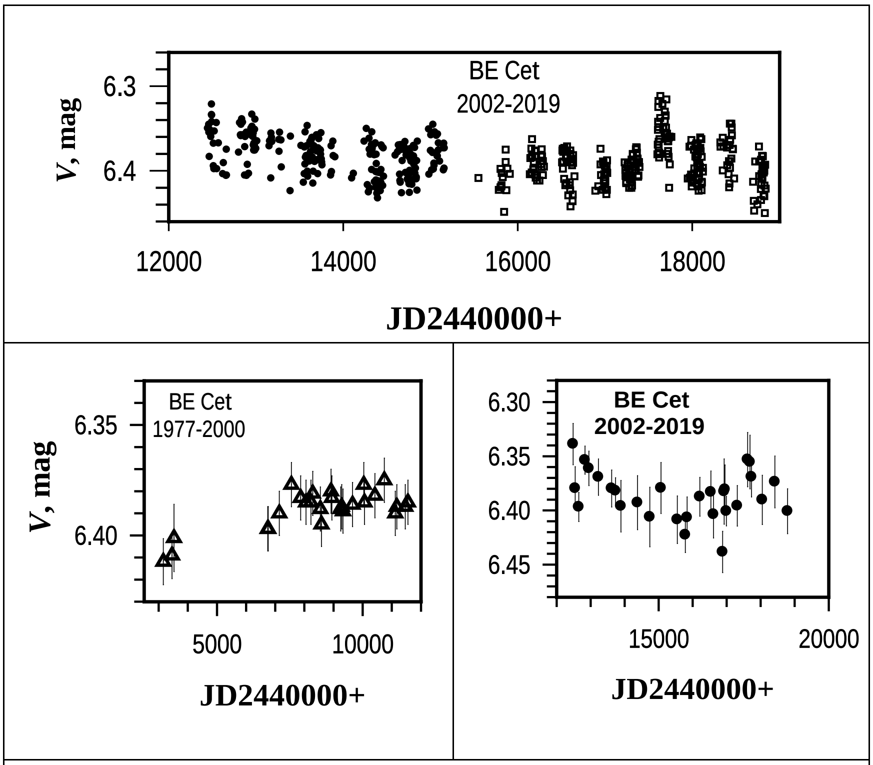


Рис. 1. Поведение блеска BE Cet в 1977–2019 гг. Вверху – усредненные на дату наблюдений значения блеска из каталогов ASAS (2002–2009, N = 230) и KWS (2010–2019, N = 276). На нижней панели показаны сезонные *V*-величины и ошибки их определения из [9, 11] – слева и каталогов – справа.

Мы рассмотрели, можно ли считать значение ±0.7 [9] совпадающим с новым значением. На рис. 2 видно отличие свёрток с P_{cyc} = 6.7 лет в 1977–2000 гг. и в 2002–2019 гг. – сдвиг фазы максимума цикла и различие амплитуды. Найденный нами по всему ряду цикл 6.76 лет обнаруживается и на указанных интервалах. Амплитуда цикла A_{cyc} = 0.02$^{\text{m}}$. Фотометрические данные 1977–2000 гг. получены с большей точностью, чем данные каталогов, поэтому проблема стабильности параметров цикла остается для рассмотрения по равноточным данным.

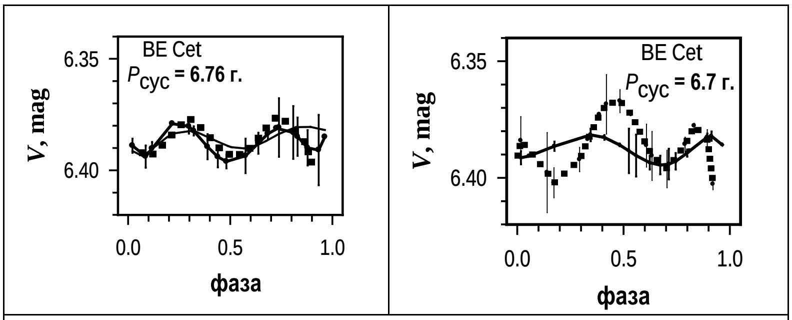


Рис. 2. Циклические изменения фотосферной активности. Слева – цикл 6.76 лет (жирная линия), определенный на интервале 1977–2019 гг., и его проявление в 1977–2000 гг. (тонкая линия) и 2002–2019 гг. – точки. Справа жирной линией показан цикл 6.7 лет в 1977–2000 гг., точками – в 2002–2019 гг. Чёрточки отмечают ошибки усредненных в бинах сезонных значений блеска.

Вращательная модуляция блеска и возможные вспышки

Амплитуда вращательной модуляции является входным параметром для моделирования запятнённости поверхности звезды. Вращательная модуляция рассмотрена нами по наиболее плотным данным каталога KWS (рис. 3a). Фазовые кривые построены с периодом вращения 7.655 дней [11] для интервалов вблизи минимума 2014 г. и максимума блеска в 2018 г.

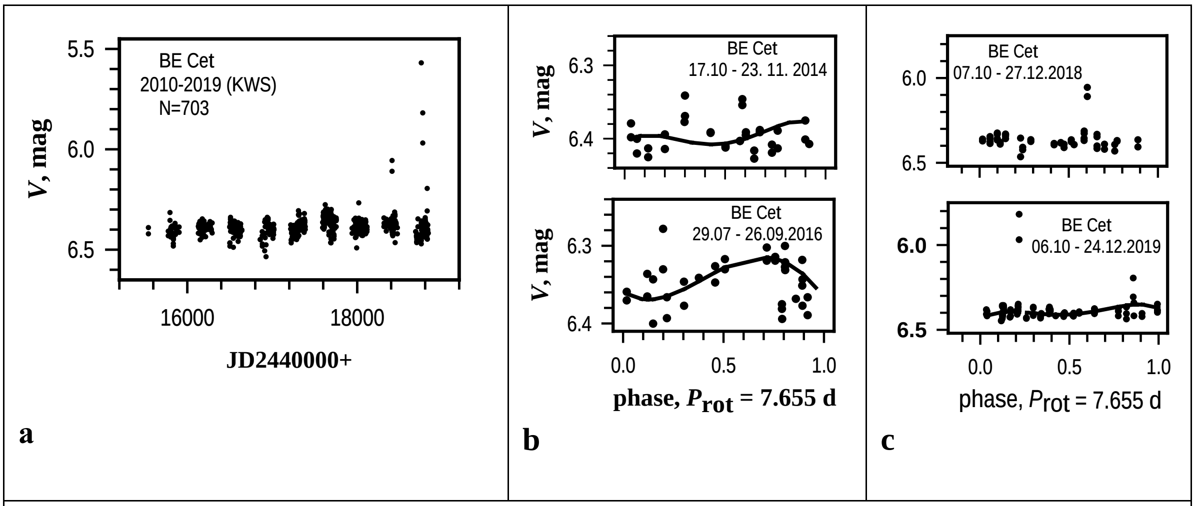


Рис. 3. Быстрая переменность блеска BE Cet по данным KWS (a), амплитуда вращательной модуляции в разные эпохи активности (b), возможные вспышки (c).

Амплитуда вращательной модуляции при выходе к максимуму блеску составляет 0.05^m, а в минимуме уменьшается до 0.03^m, что указывает на более равномерное распределение пятен в эту эпоху (рис. 3b). В сериях наблюдений на рис. 3c отмечены кратковременные повышения блеска, однако патрульные наблюдения лишь позволяет обратить внимание на эти события, как на возможные вспышки, но не дают информации об их профиле и длительности. В обоих случаях повышение блеска $\Delta V = \langle V \rangle - V_{max}$ на 0.2^m и 0.6^m подтверждается несколькими измерениями, максимальное поярчание, представленное одним измерением, отнесено к случайному. Отметим также, что вспышки появляются вне фазы минимума, т.е. в областях, удаленных от холодных пятен.

Обсуждение и выводы

Согласно показателям хромосферной и фотосферной активности звезда BE Cet, аналог молодого Солнца в возрасте 600 млн лет, относится к группе звёзд с более высоким уровнем активности, чем у современного Солнца. В отличие от Солнца, у звезды длительность цикла хромосферной активности на 1–2 года длиннее, чем цикл вариаций блеска 6.76 лет, обусловленных развитием пятен. Амплитуда цикла $A_{cyc} = 0.02^m$, что указывает на порядок большую степень запятнённости фотосферы, чем у Солнца. Параметры фотосферного цикла могут меняться, стабильность цикла требует дальнейшего изучения.

Амплитуда вращательной модуляции возрастает до 0.05^m в эпохи минимума активности (приближения к максимуму блеска). Отмечены также случаи кратковременного увеличения яркости звезды, возможно оптические вспышки, которые могут быть уверенно обнаружены при регулярном мониторинге.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ, проект №19-02-00191.

Литература

1. *Eggen O.J.* // MNRAS, 1960, 120, 540.
2. *Hardorp J.* // AA, 1978, 63, 383.
3. *Cayrel de Strobel G., Knowles N., Hernandez G., Bentolila C.* // AA, 1981, 94, 1.
4. *Gutispoto G., Messina S., Rodono M.* // AA, 2003, 400, 659.
5. *Baliunas S. L., Donahue R.A., Soon W.H., et al.* // ApJ, 1995, 438, 269.
6. *Boro Saikia S., Lüftinger T., Folsom C.P., et al.* // AA, 2018, 620, id.L11, 12 pp.
7. *Oláh K., Kővári Zs., Petrovay K., et al.* // AA, 2016, 590, A133.
8. *Radick R.R., Lockwood G.W., Ski B.A., Baliunas S.L.* // ApJS, 1998, 118, 239.
9. *Messina S., Guinan E.F.* // AA, 2002, 393, 225.
10. *Pojmanski G.* // ActAstron., 1997, 47, 467.
11. *Chugainov P.F.* // IzKry., 1980, 61, 127.

ГЕОМАГНИТНАЯ АКТИВНОСТЬ, КЛИМАТИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ И УРОЖАЙНОСТЬ ЧАЙНЫХ ПЛАНТАЦИЙ КЕНИИ

Василенко Т.А.[1], Кириллов А.К.[2]
[1]*Санкт-Петербургский горный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*ГБУ ДО ЦДЮТТ Кировского района Санкт-Петербурга, Санкт-Петербург, Россия*

GEOMAGNETIC ACTIVITY, CLIMATE CHANGE AND YIELDS OF TEA PLANTATIONS IN KENYA

Vasilenko T.A.[1], Kirillov A.K.[2]
[1]*St. Petersburg's Mining University, St. Petersburg, Russia*
[2]*Center for Children and Youth Technical Creativity of the Kirovsky District, St. Petersburg, Russia*

The analysis of the factors determining the high yield of tea grown in three regions: China, India and Kenya has been carried out. It is shown that only for Kenyan tea in 2010–2017 there is a fairly high correlation dependence of yield on geomagnetic activity, expressed by Ap and Dst indices. The low agricultural production level in the highlands of Kenya leads to a dependence on weather conditions. Therefore, inverse linear correlation of tea yield on the level of geomagnetic disturbance at the early stage of tea leaf vegetation is observed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-63-66

Влияние солнечной активности на урожайность зерновых культур имеет длительную историю, начиная от основополагающего исследования В. Гершеля [1]. Аналогичные закономерности зависимости урожайности от 11-летнего цикла солнечной активности наблюдались и для других культур, например, винограда во Франции [2]. Очевидно, что урожайность регулируется, прежде всего, через атмосферные процессы, определяющие увлажненность почвы и температурный режим. Однако корреляционные зависимости между числом пятен и геомагнитной возмущенностью позволяют прогнозировать неурожайные засушливые годы. Как было показано ранее [3], в наибольшей степени внешние факторы, связанные с космической погодой, влияют на урожайность зерновых в регионах, где используются семена низкого качества и не применяются современные технологии сельскохозяйственного производства.

Цель нашего исследования – выяснить, какие факторы определяют урожайность чайного листа на территории главных его производителей и экспортеров: Китая, Индии, Кении. Данная проблема является актуальной в свете климатических изменений в ближайшие десятилетия.

Использованы данные об объемах производства и площадях чайных плантаций за 2010–2017 гг. [4]. Урожайность вычислена как отношение этих двух величин. Поскольку исследуемый период имеет протяженность менее одного 11-летнего цикла солнечной активности, не представляется возможным связать урожайность с индексами чисел Вольфа или площадей пятен. Не наблюдается статистически значимой корреляционной зависимости урожайности и чисел Вольфа. Однако использование индексов, определяющих геомагнитную активность, дало значимые результаты. Для этого по средним за сутки значениям индекса Ар Центра геомагнитных данных в Потсдаме и часовым значениям индекса Dst в Киото были вычислены среднемесячные значения этих величин. Использовались данные за март, как наиболее чувствительные к фазе солнечного цикла и совпадающие с сезоном, который в наибольшей степени определяет урожайность чайного куста. Поскольку мы рассматриваем регионы выращивания чая, близкие к экватору, наиболее подходящим индексом геомагнитной возмущенности является Dst-индекс, характеризующий вариации интенсивности кольцевого экваториального тока магнитосферы, возникающих под действием солнечной активности. В дальнейшем использовался индекс Ар, так как эти индексы имеют высокую взаимную корреляцию.

Поскольку Китай и Индия являются основными мировыми производителями чая, в первую очередь рассмотрено изменение урожайности чая для этих государств. Обнаружено отсутствие какой-либо зависимости от уровня солнечной активности для урожайности чая, учитывая, что максимуму 24 цикла соответствует 2014 год. Наблюдается устойчивый рост урожайности по линейному закону для Китая. Для Индии изменения урожайности можно аппроксимировать параболической зависимостью.

Условия выращивания чая в Китае и Индии существенно отличаются. Китайские плантации расположены в горных районах, поскольку чайные кусты требуют достаточно умеренного температурного режима, не превышающего 26 градусов Цельсия.

Как показано по данным 15 провинций Китая, в которых выращивается основная доля чая [5], урожайность чая зависит от влажности почвы, продолжительности сезона муссонов и максимальных температур сезона. Наибольшая корреляция установлена между урожайностью, датой окончания сезона муссонов и среднесуточной влажностью в этот период. На уровне значимости 0.05 снижение на 1% даты окончания муссонов приводит к увеличению урожайности чая примерно на 0.5%, а увеличение влажности на 1% в этот период приводит к снижению урожайности на 0.23%. Из внешних факторов, оказывающих наибольшее воздействие на урожайность, является солнечная радиация в период муссонов. Для этого фактора наблюдается статистически значимая положительная корреляция.

Индия находится на втором месте в мире с объемом производства 1325,0 тыс. тонн и четвертым крупнейшим экспортером: в 2018 году она поставила 256,1 тыс. тонн чая. 70% всей чайной продукции Индии делают в провинции Ассам, граничащей с Китаем, Бирмой и Бангладеш. В отличие от Китая ассамские чаи выращивают не в горах, а на равнинах [6]. В наибольшей степени на урожайность чая Ассам, выращиваемого на равнинных территориях, отрицательное влияние оказывают максимальная температура, превышающая 26°С, и значительное количество осадков в период муссонов, происходящих в летние месяцы.

С 2010 по 2017 годы происходило увеличение урожайности с колебаниями относительно тренда в пределах 0.1 Т/Га (рис. 1, б). Явной зависимости урожайности от фазы 11-ти летнего цикла солнечной активности не наблюдается. Также не обнаружено корреляционной зависимости между урожайностью чая и геомагнитной возмущенностью.

Третье место в мире по производству чая занимает Кения, крупнейший поставщик черного чая на мировой рынок. В отличие от ведущих стран-производителей – Китая и Индии, где чай потребляется в основном внутри страны, Кения значительную долю продукции экспортирует. В 2018 году Кения была крупнейшим экспортером чая в мире, продав на экспорт 80 процентов произведенного в стране чая, производство которого является одной из основных сельскохозяйственных отраслей страны.

Тропический климат и насыщенная вулканическим пеплом почва в чаеводческих областях Кении, расположенных в высокогорных районах на высотах, превышающих 2000 м над уровнем моря, придают местному чаю особенный, яркий цвет и ароматный вкус.

К сожалению, как и многие другие отрасли сельского хозяйства, производство чая в Кении подвержено последствиям изменения климата. Повышение температуры, непредсказуемость осадков и участившиеся экстремальные погодные явления, такие как засуха и заморозки, создают серьезные проблемы.

В исследовании [7], используя спутниковые наблюдения, дана характеристика реакции урожая чая на водный и тепловой стресс с 2008 по 2016 год в Кении. Обнаружено, что индуцированная солнечным светом флуоресценция очень хорошо отражает межгодовую изменчивость урожайности чая (коэффициент корреляции Пирсона, $r = 0.93$). Эти колебания в значительной степени обусловлены ежедневной динамикой влажности почвы и температуры в начальный период вегетации чайного листа (с января по апрель). Анализ повышения температуры в результате климатических изменений предполагает снижение площадей, благоприятных для выращивания чая, а также снижение урожайности в 2040–2070 годах на 10% по сравнению с 1990–2020 годами. В значительной степени неблагоприятное увеличение температуры можно компенсировать контролем увлажненности почвы.

Наблюдаемая высокая корреляция урожайности с интенсивностью солнечной радиации, максимальными температурами и влажностью почвы [7, рис. 2] позволяют выразить изменение этих факторов, определяющих урожайность чая в Кении через индексы геомагнитной возмущенности. В результате нашего исследования была получена линейная зависимость непосредственно между урожайностью чая и индексом геомагнитной возмущенности Ap (рис. 1).

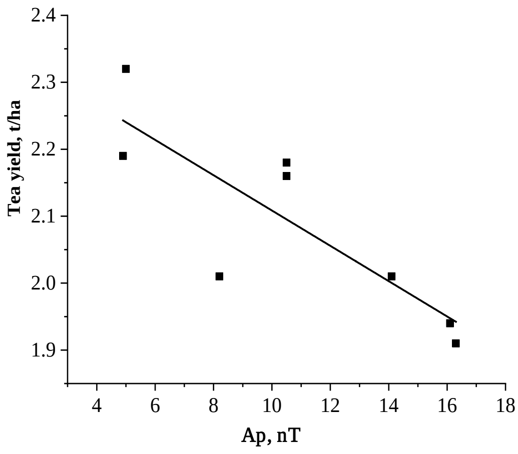


Рис. 1. Зависимость урожайности кенийского чая от геомагнитной возмущенности (R^2 = 0.70).

Выводы

Рассмотрены данные о производстве чая в Китае, Индии и Кении, обеспечивающие более 90% мирового производства этого популярного продукта. На примере Китая показано, что высокотехнологичная организация выращивания чая позволила обеспечить положительную динамику урожайности чайных плантаций независимо от факторов погоды. Поэтому не прослеживается какой-либо корреляционной зависимости урожайности от возмущенности геомагнитного поля, выражаемого через индексы Dst и Ap. Другой пример отсутствия такой корреляции относится к чайным плантациям Индии, расположенным на равнинах.

Только в Кении наблюдается значимая отрицательная корреляция урожайности чая и индексов геомагнитной возмущенности, которые в нашем исследовании вычислялись как средние значения для месяцев январь (Dst) и март (Ap), определяющих урожайность чайного листа.

Литература

1. *Herschel W.* // Philosophical Transactions of the Royal Society, 1801, 91, 265-318, doi: 10.1098/rstl.1801.0015
2. *Eniström A.* Samlade uppsatser ur Teknisk Tidskrift, 1914.
3. *Kamenir E.A., Kirillov A.K.* // Biophysics, 1992, 37(3), 517-526.
4. *Смоленцева Е.В.* // Московский экономический журнал, 8, 2019, doi: 10.24411/2413-046X-2019-18020
5. *Boehm R., et al.* // Climate, 2016, 4, 20, doi:10.3390/cli4020020
6. *Duncan M.A., Saikia S.D.,Gupta N., Biggs E.M.* // Applied Geography, 2016, 77, 64-71.
7. *Rigden A.J., Ongoma V., Huybers P.* // Environ. Res. Lett., 2020, 15-044003, doi: 10.1088/1748-9326/ab70be

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ ВЕРХНИХ СЛОЕВ КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЫ НА СПЕКТР ГАММА-КВАНТОВ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

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

INFLUENCE OF TEMPERATURE AND DENSITY OF THE UPPER LAYERS OF THE CONVECTIVE ZONE ON THE GAMMA-RAY SPECTRUM DURING SOLAR FLARES

Vasilyev G.I.
Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

Protons accelerated during solar flares interact with the photosphere and the upper layers of the convective zone producce neutrons. Neutrons are effectively slowed down in elastic interactions with the nuclei of the surrounding atoms (mainly with protons). Neutrons can leave the Sun after several scatterings. Part of the neutrons decay. Other thermalized neutrons are captured by protons or other heavier and rarer nuclei. As the density of the medium increases, the probability of neutron capture increases and the probability of decay decreases. The thickness of the photosphere is several orders of magnitude smaller than the nuclear interaction range and the ionization range of protons, so the formation of the gamma-ray spectrum occurs in the upper layers of the convective zone. A neutron in an environment with an increased temperature can receive an increase in energy. This leads to a decrease in the probability of capture, since the cross-section is approximately inversely proportional to the speed. A gamma-ray quantum with energy of 2.223 MeV can enter interplanetary space without interaction from depths of about 20 g/cm^2. The temperature at such depths is several times higher than the temperature of the photosphere. This article presents the results of modeling the interaction of protons with the matter of the Sun using GEANT4. A change in temperature has a greater effect on the spectra than a change in density.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-67-70

Введение

Часть ускоренных во время солнечных вспышек протонов возвращается в направление фотосферы и образует во время ядерных взаимодействий возбужденные ядра и вторичные частицы. Если энергия вторичных частиц достаточно велика, то они могут образовать последующие поколения частиц. Толща фотосферы на несколько порядков меньше длины пробега ядерного взаимодействия, поэтому ее плотность и температура мало влияют на формирование спектров гамма-квантов, которые легко ее преодолевают. Количество образующихся при снятии возбуждения ядер гамма-квантов не зависит от температуры и плотности. От параметров среды зависит вероятность захвата протоном теплового нейтрона с образования ^{2}H. Она зависит от соотношения сечений захвата и упругого рассеяния, которое примерно обратно пропорционально скорости нейтрона, приобретаемой при его термализаци. При упругих взаимодействиях замедленного нейтрона его энергия может как уменьшать, так и увеличиваться. С ростом температуры среды растет вероятность возрастания энергии. Увеличение числа рассеяний и уменьшение плотности приводит к увеличению вероятности выхода нейтронов в межпланетное пространство, проникновения в более глубокие слои и распада. Это приводит к уменьшению числа образующихся в p-n реакциях гамма-квантов с энергиями 2.223 МэВ, которые могут выйти в межпланетное пространство без взаимодействий или после нескольких комптоновских рассеяний с потерей энергии. В этой работе представлены результаты расчетов вероятности образования линии 2.223 МэВ в зависимости от температуры и плотности.

Метод

С помощью пакета GEANT4 [1] выполнено моделирование взаимодействия протонов с фотосферой и верхними слоями конвективной зоны. За основу при изучении влияния вариации плотности и температуры в зависимости от расстояния от центра Солнца принята модель [2]. Расчеты выполнены для значений температуры и плотности из исходной модели и для умноженных на 0.6 и 1.4. Поглощение нейтронов более тяжелыми ядрами (например, C, N, O) учитывалось, но его отдельный вклад не рассматривался. При образовании ^{2}H фиксировалась глубина и таким образом определялась температура и плотность. Примененная методика ранее использовалась при расчете спектров и угловых распределений выходящих в межпланетное пространство нейтронов и гамма-квантов, но только для температуры 6000 K без вариации плотности [3].

Результаты

Расчеты выполнены для степенного спектра протонов с показателем 3 в энергетическом интервале 8 МэВ–10 ГэВ при изотропном падении. На рис. 1 и рис. 2 представлены распределения вероятности образования гамма-квантов с энергией 2.223 МэВ в зависимости от температуры и глубины их образования для базовой модели. Большая часть нейтронов захватывается при температурах ~4000–16000 K и на глубинах ~0–120 г/см^2. Без взаимодействий в межпланетное пространство выходит меньшая часть гамма-квантов, особенно из слоев с большими температурами и плотностями. При более жестких спектрах протонов увеличивается число вторичных нейтронов [3] и они образуются на больших глубинах, так как первичные протоны имеют больший пробег в электромагнитных взаимодействиях. При обогащении в некоторых вспышках ускоренных ядер более тяжелыми элементами число нейтронов также увеличивается, но оно не зависит от плотности и температуры.

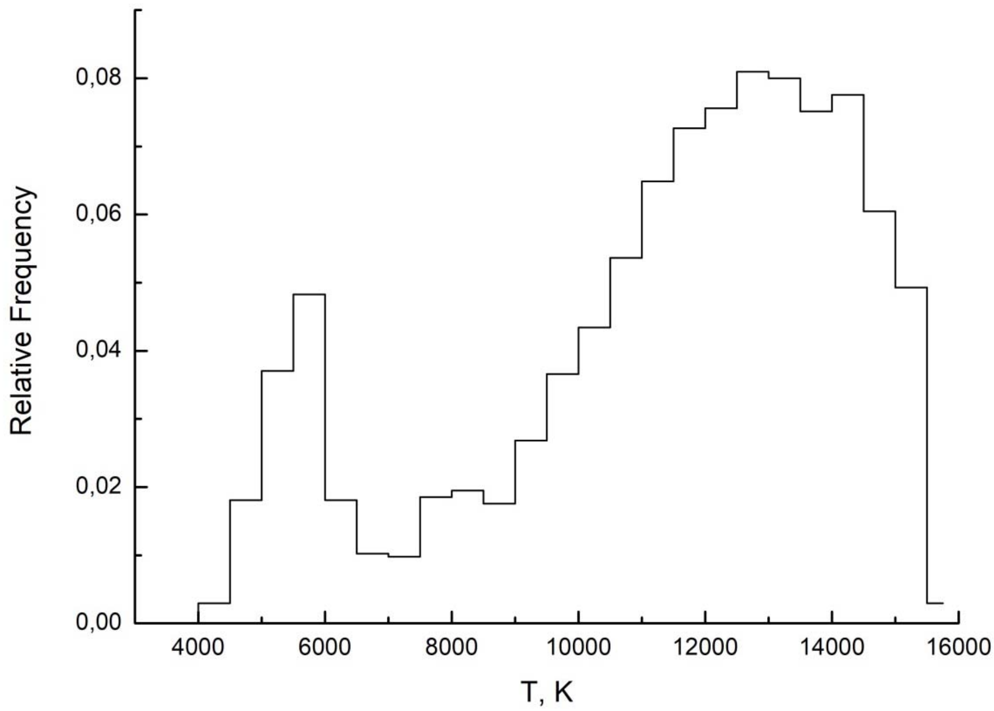


Рис. 1.

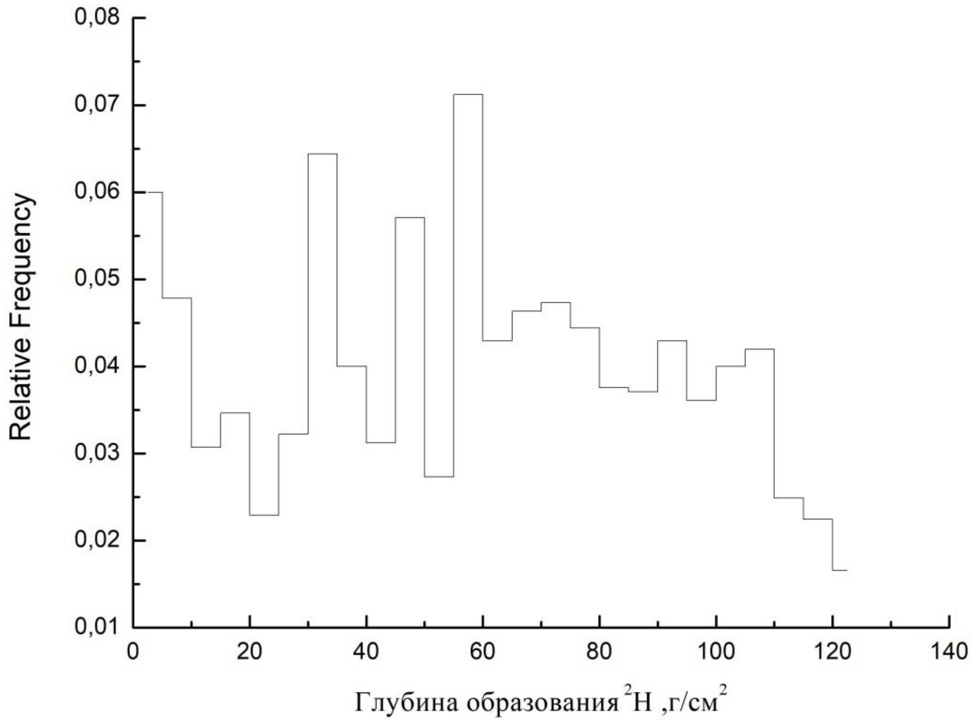


Рис. 2.

На рис. 3 показана вероятность выхода в межпланетное пространство гамма-кванта с энергией 2.223 МэВ в зависимости от глубины его образования (не зависит от температуры и плотности).

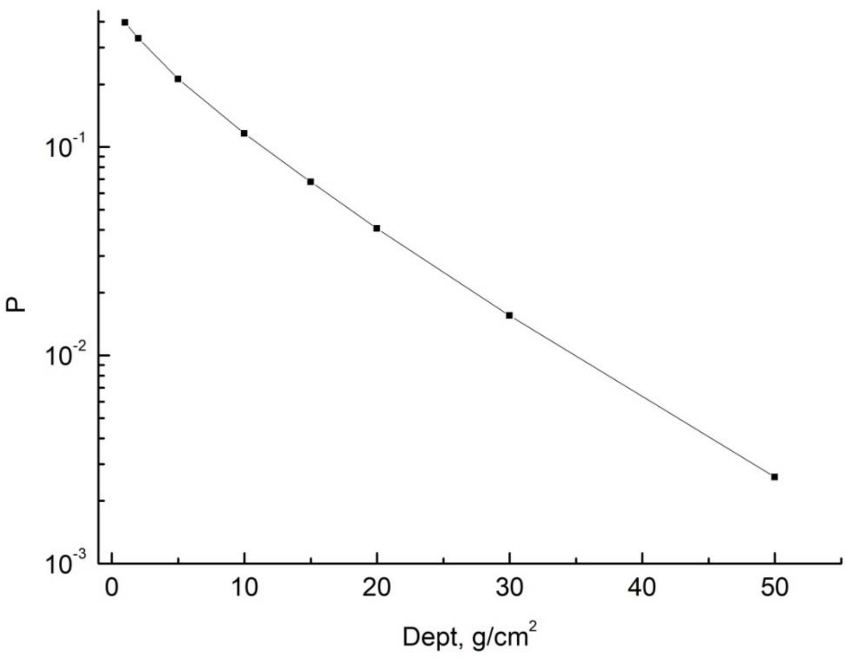


Рис. 3.

Можно сделать вывод, что часть спектра гамма-квантов, обусловленная реакцией p-n формируется на глубинах до нескольких десятков г/см^2 и температурах до 16000 K.

В таблице приведена умноженная на 10^5 вероятность выхода в межпланетное пространство гамма-кванта с энергией 2.223 МэВ при масштабировании плотности и температуры модели [1].

Таблица. *df* и *tf* масштабные коэффициенты плотности и температуры.

df	0.6	1.4
tf		
0.6	1.4±0.02	1.43±0.02
1	1.36±0.02	1.35±0.02
1.4	1.25±0.02	1.24±0.02

Изменение температуры больше влияет на вероятность, чем изменение плотности.

Литература

1. *Allison J. et al.* // Nucl. Instrum. Meth., 2016, A835, 186.
2. https://phys.au.dk/~jcd/solar_models/
3. *Vasilyev G.I, Chakchurina M.E.* // J. Phys: Conf. Ser., 2017, v. 929, 012008.

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ЗА ПОСЛЕДНИЕ МИЛЛИОНЫ ЛЕТ ПО ДАННЫМ О ДОЛГОЖИВУЩИХ РАДИОНУКЛИДАХ В ЛУННЫХ ПОРОДАХ

Васильев Г.И.[1], Дергачёв В.А.[1], Константинов А.Н.[2], Кудрявцев И.В.[1], Остряков В.М.[2], Павлов А.К.[1], Фролов Д.А.[1]

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

ESTIMATES OF SOLAR ACTIVITY WITHIN THE LAST MILLIONS OF YEARS BASED ON RADIONUCLIDE MEASUREMENTS IN LUNAR ROCKS

Vasilyev G.I.[1], Dergachev V.A.[1], Konstantinov A.N.[2], Koudriavtsev I.V.[1], Ostryakov V.M.[2], Pavlov A.K.[1], Frolov D.A.[1]

[1]Ioffe Institute, St-Petersburg, Russia
[2]Peter the Great St-Petersburg Polytechnic University, St-Petersburg, Russia

We have estimated the values of solar modulation parameter Φ on several time scales: 20 kyr, 2 Myr and 6 Myr, using nuclear code GEANT4.10 and experimental data on ^{14}C, ^{26}Al and ^{10}Be activity in Apollo 15 drill core. We report the inaccuracies of direct GEANT4 application to the problem and propose the calibration procedure based on terrestrial radiocarbon data to correct the calculations of GCR interaction with the Moon surface. Those corrections are justified by recent comparisons of the Lunar Neutron Probe data with neutron fluxes calculated via GEANT4. The resulted mean Φ over the last 2 kyr and 2 Myr are in good agreement with modern understanding of levels of solar activity, however, the 6 Myr estimate suggest a strong additional source of high-energy GCR particles.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-71-74

В данной работе проведено моделирование образования космогенных радионуклидов в Лунном грунте с использованием GEANT4.10. Методика расчетов предполагает вычисление функции выхода изотопа в образце на одну падающую частицу с фиксированной энергией и последующую свертку этой функции со спектром падающих частиц (подробнее см. [1]). В расчетах использовалась параметризация спектра ГКЛ $J_{US05}(E)$ и формула модуляции из [2]. Поскольку Луна является, по сути, интегральным детектором КЛ, то, используя экспериментально измеренные профили [3–5], возможно восстановить средний модуляционный потенциал Φ на протяжении ~4.5 периодов полураспада конкретного радионуклида. Модуляционный потенциал Φ напрямую связан с уровнем солнечной активности.

Аналогичные расчеты для земных архивов радиоуглерода позволили восстановить временной ход Φ на протяжении последних 19000 лет [6, 7]. Применив эти данные к расчетам активности ^{14}C ($T_{1/2}$~6 тыс. лет) на Луне, мы получили рассогласование расчетов с экспериментальными данными, которое, однако, можно устранить введением линейного коэффициента Y_0~0.6 (см. рис. 1). Обосновать введение такого коэффициента можно завышенным количеством вторичных нейтронов в GEANT4.10. Так, в работе [8] показано отличие расчетной и экспериментальной плотности вторичных нейтронов, причем соответствие эксперименту также достигается умножением на тот же линейный фактор. Значение Φ = 360 MB, полученное затем с использованием такой поправки, согласуется со усредненным за последние 20 тыс. лет Φ(t) по данным о земной атмосфере. Проведя таким образом калибровку GEANT4.10 для лунного грунта, мы затем применяем аналогичную поправку для изотопов ^{26}Al и ^{10}Be.

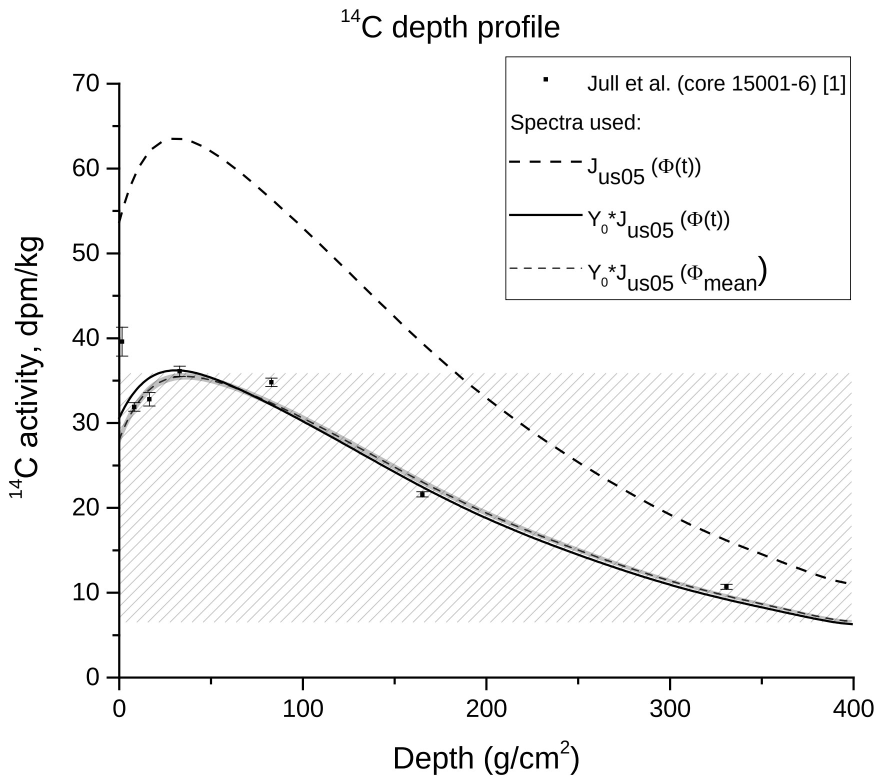


Рис. 1. Глубинные профили активности ^{14}C

На рис. 2 приведены результаты для ^{26}Al ($T_{1/2}$~720 тыс. лет). Видно, что использование поправки Y_0 позволяет лучше описать экспериментальную кривую. Для сравнения также приведен результат из работы [9], в которой, по сути, был неявным образом применен такой же коэффициент, т.к. авторы постулировали время облучения образца 1 млн. лет. Наша оценка Φ = 480 MB согласуется с полученным этими авторами значением Φ = 496 MB и соответствует умеренному среднему уровню солнечной активности за последние 3 млн. лет.

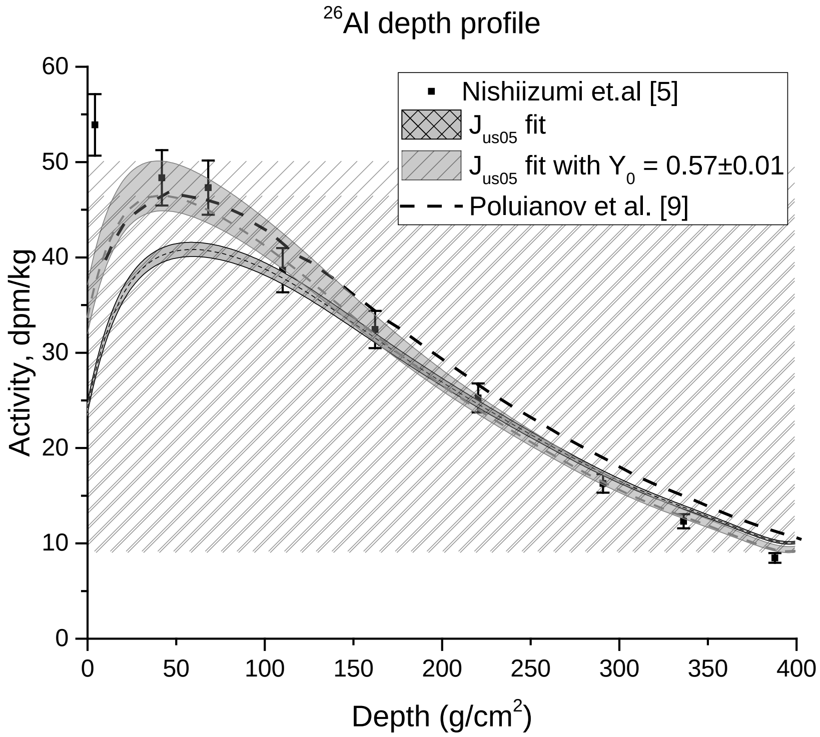


Рис. 2. Глубинные профили активности ^{26}Al

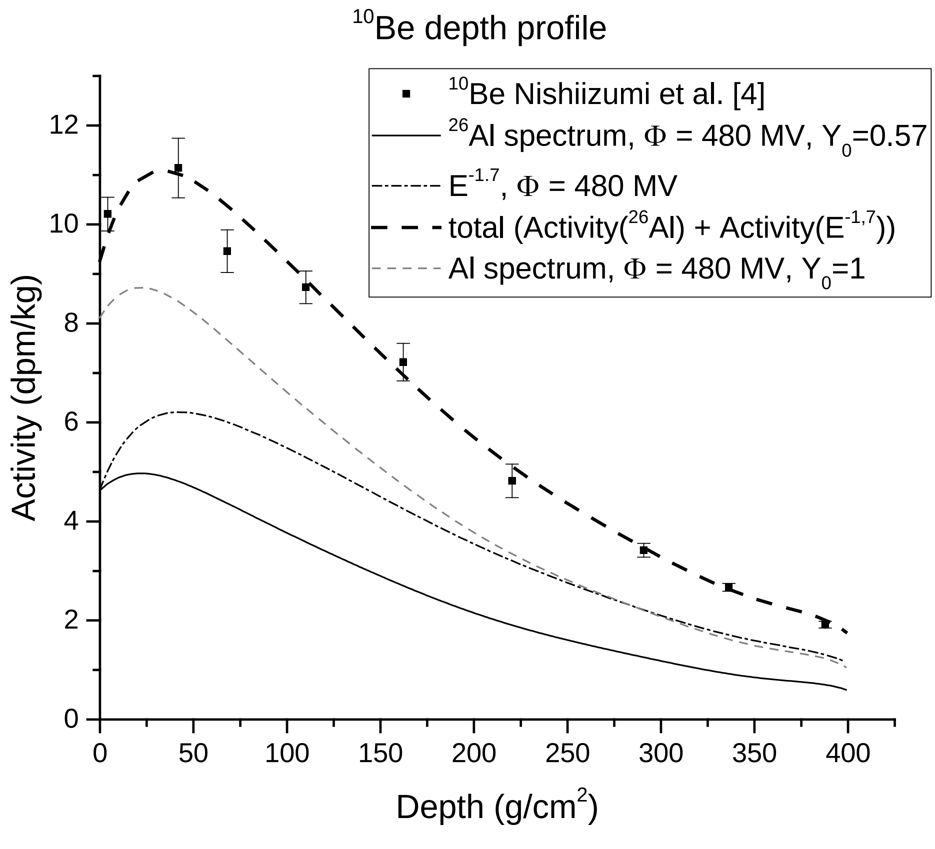


Рис. 3. Глубинные профили активности ^{10}Be

В случае ^{10}Be ($T_{1/2}$~1.4 млн. лет), приняв средние параметры спектра ГКЛ аналогичными оценкам по ^{26}Al и вычислив профиль ^{10}Be с этими параметрами, легко видеть, что экспериментальные данные невозможно объяснить без привлечения дополнительного источника жестких космических лучей, источником которых могла бы быть, например, близкая Сверхновая [10].

Литература

1. *Pavlov A.K. et al.* // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, 2017, **164**, 308.
2. *Herbst K. et al.* // Journal of Geophysical Research, 2010, **115**, 1.
3. *Jull A.J.T. et al.* // Geochimica et Cosmochimica Acta, 1998, **62**, 3025.
4. *Nishiizumi K. et al.* // Earth and Planetary Science Letters, 1984, **70**, 157.
5. *Nishiizumi K. et al.* // Earth and Planetary Science Letters, 1984, **70**, 164.
6. *Kudryavtsev I.V., V.A. Dergachev* // Geomagnetism and Aeronomy, 2019, **59**, 1099.
7. *Кудрявцев И.В., В.А. Дергачев* // Сборник трудов ССЗФ, 2020, 185.
8. *Mesick K.E. et al.* // Earth and Space Science, 2018, **5**, 324.
9. *Poluianov S., G.A. Kovaltsov, I.G. Usoskin* // Astronomy and Astrophysics, 2018, **618**, 1.
10. *Wallner A. et al.* // Nature, 2016, **532**, 69.

ЭФФЕКТЫ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТОННЫХ СОБЫТИЙ ЯНВАРЯ 2005 ГОДА В ЦИРКУЛЯЦИИ СРЕДНЕЙ АТМОСФЕРЫ ЮЖНОГО ПОЛУШАРИЯ

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

EFFECTS OF SOLAR PROTON EVENTS OF JANUARY 2005 ON THE MIDDLE ATMOSPHERE CIRULATION IN THE SOUTHERN HEMISPHERE

Veretenenko S.V.
Ioffe Institute RAS, St. Petersburg, Russia

Effects of solar proton events (SPEs) of January 2005 on the middle atmosphere circulation of the Southern hemisphere were studied, the NCEP-DOE reanalysis-2 data being used. It was found that circulation disturbances associated with the studied events reveal altitudinal dependence. In the upper stratosphere (30–10 hPa), where eastern transport of air masses dominates in the whole hemisphere in summer (December-February), a noticeable weakening of eastern winds at middle and high latitudes (>40ºS) and a strengthening of these winds at lower latitudes were detected. Unlike the upper stratosphere, circulation of the lower stratosphere (100–50 hPa) is characterized by a pronounced western flow at middle latitudes (30–55ºS). In the course of the studied SPEs, a weakening of eastern winds in the lower stratosphere took place at polar latitudes (>60ºS), whereas a maximum of western zonal flow was found to be shifted about 10 degrees to higher latitudes. A comparative analysis of January 2005 SPE effects on the stratosphere circulation in the Northern and Southern hemispheres is presented. The circulation disturbances in both hemispheres seem to be caused by changes in the radiation-thermal balance of the polar middle atmosphere, which may be due to its chemical composition changes (ozone depletion) associated with a considerable ionization increase in the course of the studied SPEs.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-75-78

Солнечные протонные события (СПС) представляют собой резкие возрастания потока солнечных протонов на орбите Земли, которые приводят к значительному росту скорости ионизации в полярной средней атмосфере. Высокие скорости ионизации, в свою очередь, способствуют развитию целого ряда геофизических эффектов: уменьшению содержания озона в полярной атмосфере, возмущениям глобальной электрической цепи, поглощению радиоволн в полярных шапках и т.д. [1]. В работе [2] было обнаружено, что мощные СПС января 2005 г. сопровождались значительным усилением полярного вихря в стратосфере северного полушария. Цель данной работы – исследование возмущений циркуляции в связи с указанными событиями в стратосфере южного полушария.

Серия мощных протонных событий, обусловленная всплеском вспышечной активности на Солнце, произошла в январе 2005 г. на фазе спада

23-го солнечного цикла. В ходе СПС наблюдались возрастания потока протонов с энергиями >100 МэВ (рис. 1а), достигающих высот стратосферы. Наиболее мощное событие 20 января, в ходе которого регистрировались частицы с энергиями >500 МэВ, сопровождалось возрастанием скорости счета нейтронных мониторов (Ground Level Enhancement). Исследуемые СПС привели к значительному увеличению скорости ионизации в средней атмосфере высоких широт (рис. 1б).

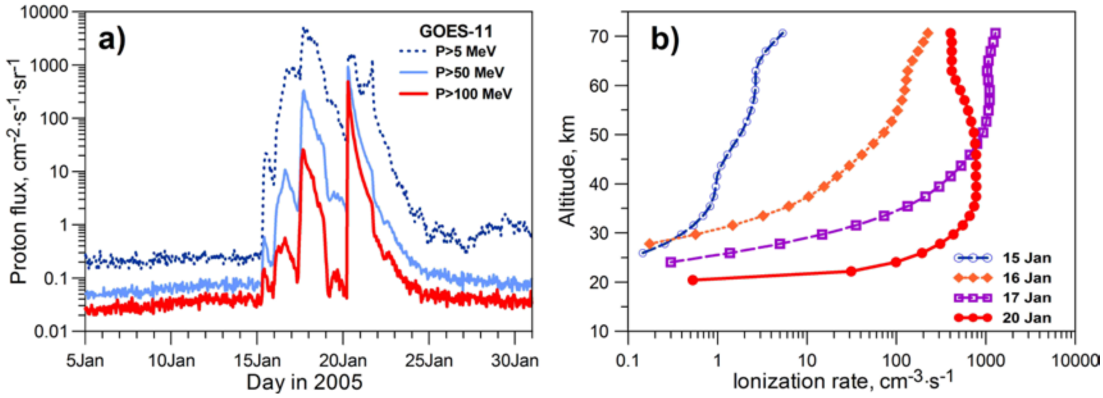


Рис. 1. а**)** Интегральные потоки частиц с энергиями >5, >50 и >100 МэВ в ходе СПС января 2005 г. по данным спутника GOES-11; б) скорость ионизации в области геомагнитных широт 60–90º по данным SOLARIS-HEPPA [3].

Рассмотрим эффекты СПС в динамике средней атмосферы южного полушария. Характерной особенностью циркуляции стратосферы в летний период является восточный перенос, обусловленный направлением меридионального градиента температуры от полюса к экватору. В верхней стратосфере (30–10 гПа) восточный перенос наблюдается на всех широтах. Тем не менее, в нижней стратосфере (100–50 гПа) в области широт 30–50ºS обнаруживается западный поток, связанный, по-видимому, с постоянным контрастом температуры между ледниковой поверхностью Антарктиды и более теплым океаном умеренных широт.

На рис. 2 представлено распределение скорости ветра (U-компоненты, имеющей положительное направление с запада на восток) в верхней стратосфере (10 гПа) за 2 дня до начала и на 4-й день после начала исследуемой серии СПС. Видно, что в ходе СПС произошло усиление восточных ветров на низких широтах (расширение области ветров с U<–20 м·с$^{-1}$). В умеренных и высоких широтах >40ºS наблюдалось заметное ослабление восточных ветров (уменьшение области, где скорость ветра –20 ≤ U ≤ –15 м·с$^{-1}$, и увеличение области с меньшими скоростями восточного ветра –15 ≤ U ≤ –10 м·с$^{-1}$). В нижней стратосфере (рис. 3) ослабление восточных ветров ограничено полярной областью >60ºS, при этом западный поток распространяется на более высокие широты. Данные на рис. 4 (изменения зональных значений скорости ветра U_{zon} в связи с СПС) показывают, что максимум зонального западного потока в нижней стратосфере смещается на ~10º в сторону южного полюса.

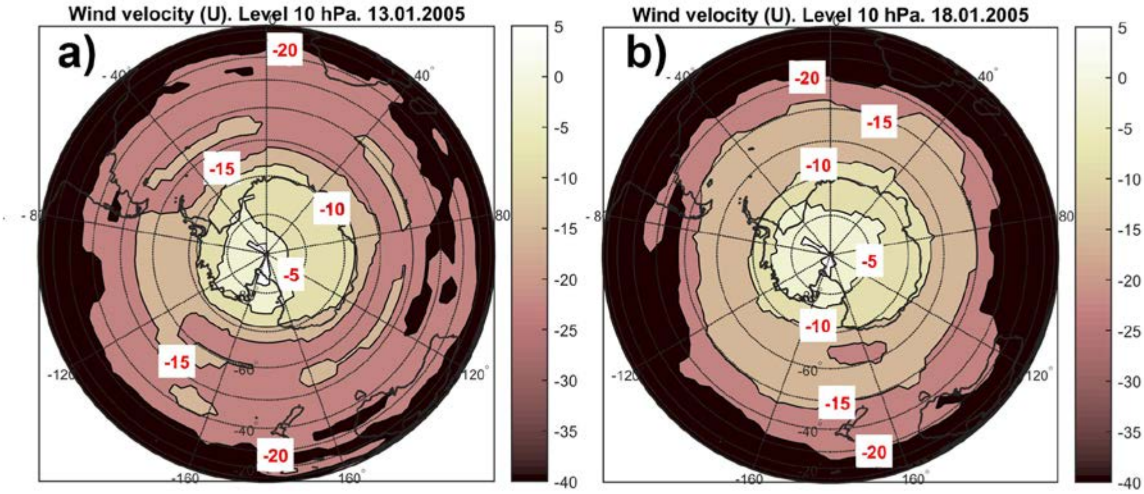


Рис. 2. Скорость ветра ($м \cdot с^{-1}$) в верхней стратосфере (уровень 10 гПа) за 2 дня до начала серии СПС (а) и на 4-й день после начала (б) по данным реанализа-2 NCEP-DOE [4].

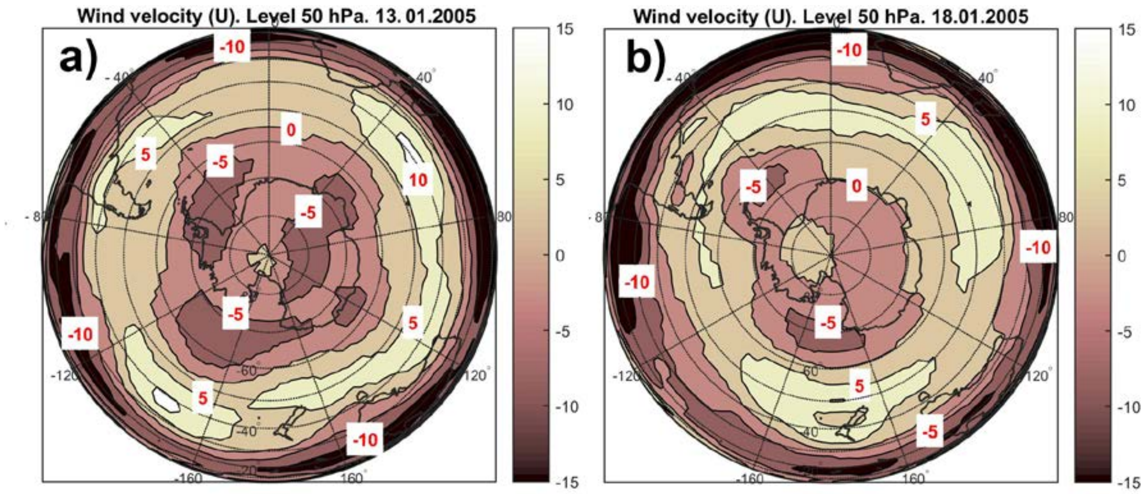


Рис. 3. То же, что на рис. 2, но для нижней стратосферы (уровень 50 гПа).

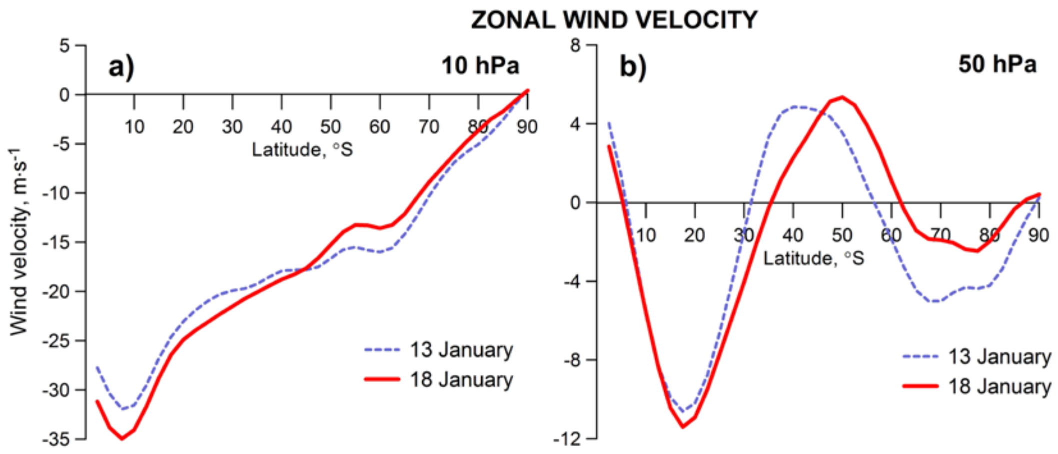


Рис.4. Зональная скорость ветра (U_{zon}) в верхней (а) и нижней (б) стратосфере до начала серии СПС (13 января) и на 4-й день после начала (18 января).

Сравнительный анализ эффектов СПС января 2005 г. в циркуляции стратосферы северного и южного полушарий приводится в таблице.

	Северное полушарие	Южное полушарие
Сезон	зима	лето
Характерная циркуляция	Стратосферный полярный вихрь (западный перенос в области 50-80ºN на всех уровнях стратосферы)	Верхняя стратосфера: восточный перенос на всех широтах. Нижняя стратосфера: западный перенос в области широт 30-55ºS
Эффекты СПС	Интенсификация полярного вихря на всех уровнях стратосферы	Верхняя стратосфера: Ослабление восточных ветров в области широт >40ºS. Нижняя стратосфера: Ослабление восточных ветров в полярной области >60ºS; смещение максимума западного потока к высоким широтам.
Возможный механизм	Разрушение озона в мезосфере и верхней стратосфере	
	Уменьшение поглощения в ИК области (полоса 9.6 мкм) Охлаждение полярной средней атмосферы Увеличение меридионального градиента температуры Усиление западного ветра	Уменьшение поглощения в УФ области (полоса Хартли) Охлаждение полярной средней атмосферы Уменьшение меридионального градиента температуры Ослабление восточного ветра

Возможной причиной наблюдаемых эффектов СПС является изменение химического состава полярной атмосферы. Рост скорости ионизации способствует образованию окислов азота и водорода, участвующих в каталитических циклах разрушения озона. Заметное уменьшение содержания озона в ходе СПС января 2005 г. отмечено в [5]. Озон может поглощать УФ излучение Солнца в широкой полосе Хартли (200–320 нм), а также уходящее излучение Земли и атмосферы в ряде колебательно-вращательных полос в ИК области (наиболее сильная полоса 9,6 мкм). Уменьшение содержания озона способствует изменению температурного режима полярной средней атмосферы, что в свою очередь может привести к изменениям циркуляции. Обнаруженные эффекты СПС согласуются с результатами численного моделирования [6].

Таким образом, проведенное исследование показало, что СПС января 2005 года сопровождались возмущениями стратосферной циркуляции не только в северном (зимнем), но и в южном (летнем) полушарии.

Литература

1. *Miroshnichenko L.I.* // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys., 2008, **70(2-4)**, 450-466.
2. *Veretenenko S.* // Adv. Space Res., 2021, **68(4)**, 1814-1824.
3. SOLARIS-HEPPA, https://solarisheppageomar.de/solarprotonfluxes
4. *Kanamitsu M. et al.* // Bull. Amer. Meteorol. Soc., 2002, **83 (11)**, 1631-1644.
5. *Jackman C.H. et al.* // Atm. Chem. Phys., 2011, **11**, 6153-6166.
6. *Krivolutsky A.A. et al*. // Adv. Space Res., 2006, **37 (8**), 1602-1613.

ПОТОКИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ФОТОСФЕРЕ СОЛНЦА

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

FLOWS OF MAGNETIC FIELD IN THE SUN'S PHOTOSPHERE

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

Synoptic maps of the photospheric magnetic field (NSO Kitt Peak, 1976–2016) were used to construct a time-latitude diagram. To stress weak magnetic fields in each synoptic map, only pixels with a field strength of $|B| \leq 5$ G were left unchanged, while fields $B > 5$ G and $B < -5$ G were replaced by limits of + 5 G or − 5 G, respectively, which reduced the influence of strong fields. The modified synoptic maps were used to plot the time-latitude diagram. Due to this transformation, the time-latitude diagram clearly shows the distribution of weak magnetic fields over the surface of the Sun. The diagram displays inclined bands associated with flows of magnetic fields of alternating polarity drifting from the equator to the poles of the Sun. The rate of meridional drift of magnetic flows was 17 ± 3 m/s for the northern hemisphere and 19 ± 2 m/s for the southern. Properties of these flows (surges) and their relation to changes of polar field sign are considered. Alternating flows of different polarities are observed between two maxima of solar activity, mainly in the hemisphere where the polar field is positive. The effect of alternating dominance of one of the polarities is clearly manifested in weak fields $|B| < 15$ G and is absent for the fields $|B| > 50$ G.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-79-82

Среди характеристик солнечной активности можно выделить ряд явлений, связанных с изменением распределения активности по поверхности Солнца. Магнитные поля, ответственные за возникновение и развитие всех видов солнечной активности, распределены по Солнцу сложным образом в зависимости от напряженности поля и фазы солнечного цикла. Если закономерности распределения сильных полей (в основном, полей солнечных пятен) давно и подробно изучены, то свойства слабых полей начали изучаться существенно позже. При этом оказалось, что распределение слабых полей далеко неравномерно и проявляет определенную пространственно-временную структуру. Этим вопросам посвящены работы [1, 2], в которых обнаружены циклические изменения магнитных полей в виде чередующихся потоков разной полярности. В настоящей работе продолжено изучение свойств этих потоков, их связи с периодическими изменениями солнечной активности.

На основе синоптических карт фотосферного магнитного поля обсерватории NSO Kitt Peak (1978–2016 гг.) изучено распределение магнитных полей положительной и отрицательной полярности по поверхности Солнца. Синоптические карты, усредненные по долготе с учетом знака магнитного поля, использованы при построении диаграммы широта–время. Чтобы подчеркнуть вклад слабых полей для каждой синоптической карты было установлено насыщение при 5 Гс.

Основная особенность полученной диаграммы широта–время – это чередование полос шириной порядка одного года с доминированием положительного или отрицательного магнитного поля. Эти полосы представляют собой потоки магнитного поля, которые начинаются почти у экватора и дрейфуют к полярным районам. Наклон этих полос на диаграмме говорит о том, что во времени доминирующая полярность смещается по широте.

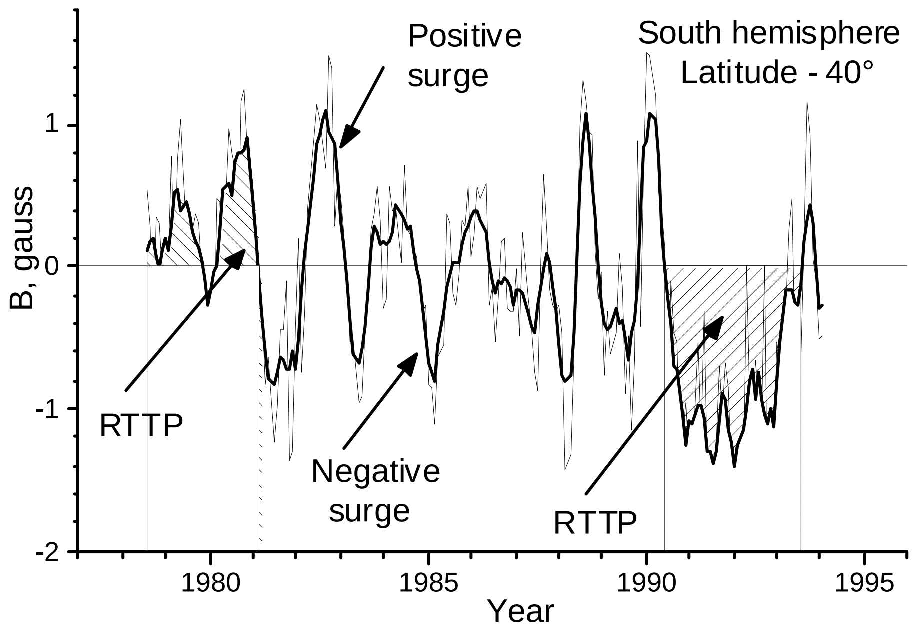


Рис. 1.

Чередование полос с положительной и отрицательной полярностью, по-видимому, связано со знаком полярного поля. Из шести периодов с постоянным знаком полярного поля в 5 случаях наблюдается закономерность: циклические изменения полярности потоков проявляются в том полушарии, в котором полярное поле положительно и не проявляются в полушарии с отрицательным полем. На рис. 1 показано, как меняется во времени магнитное поле на широте 40° южного полушария. Максимумы и минимумы кривой на рис. 1 соответствуют положительным и отрицательным магнитным потокам. Видно, что доминирующая полярность потоков магнитного поля (surges) периодически меняется. Эта вариация наблюдается в течение 9 лет от одного rush-to-the-poles (RTTP) до другого. RTTP – потоки магнитного поля, отмеченные на рис. 1 штриховкой, которые начинаются на широтах ~40° и имеют ту же полярность, что и хвостовые солнечные пятна. Приход этих потоков к полюсам совпадает с переполюсовкой полярного поля.

Вариации полярности потоков наблюдаются для фазы спада, минимума и фазы роста солнечной активности от одного RTTP до другого. Четыре промежутка времени, в течение которых полярность потоков периодически меняется, в сумме составляют порядка 40 лет.

В зависимости от широты структура чередования полярностей меняется. На рис. 2 показано изменение магнитного поля в интервале широт от –20° до –50° с шагом 5°. Для наглядности кривые смещены на +1 Гс относительно друг друга. Максимумы и минимумы кривых соответствуют положительным и отрицательным потокам, дрейфующим к полюсам Солнца. Можно видеть, что на разных широтах максимумы и минимумы кривых смещены относительно друг друга. Наклонные прямые на рис. 2 показывают, как положительные потоки смещаются по широте в зависимости от времени. Наклон этих прямых позволяет оценить скорость меридионального дрейфа магнитных потоков V, которая несколько отличалась для северного и южного полушарий: $V_N = 17 \pm 3$ м/с и $V_S = 19 \pm 2$ м/с, соответственно.

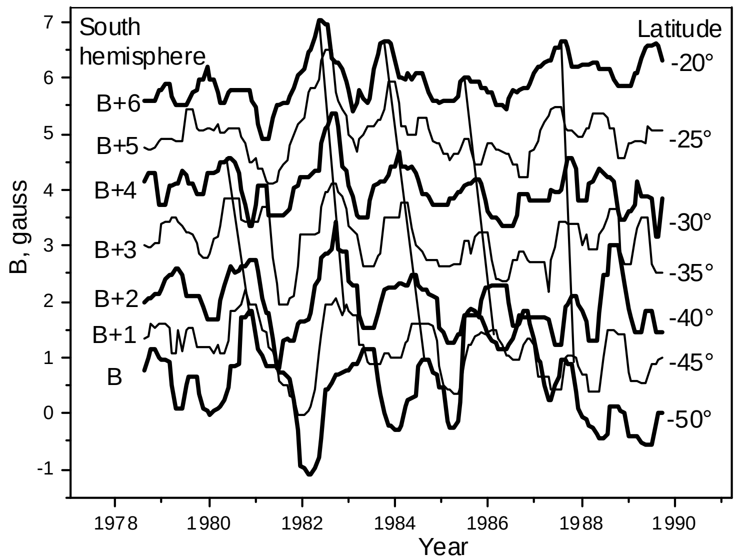


Рис. 2.

При построении диаграммы широта–время поля с модулем |B| > 5 Гс не исключались, а были заменены предельными значениями +5 и –5 Гс. Чтобы выяснить, какие именно значения магнитных полей являются определяющими для возникновения чередующихся потоков разной полярности, были рассмотрены диаграммы широта–время для трех групп магнитных полей: от 0 до 15 Гс, от 15 до 50 Гс и поля больше 50 Гс.

На рис. 3 представлено изменение этих магнитных полей на широте 40° южного полушария. Периодическая смена знака магнитного поля отчетливо проявляется для полей 0–15 Гс от одного RTTP до другого (рис. 3a). Для средней группы 15–50 Гс чередование полярностей существует только при достаточно высоком уровне солнечной активности и вариации исчезают около минимума (рис. 3b). Периодические изменения полярностей почти полностью отсутствуют для полей |B|>50 Гс (рис. 3c). Таким образом, чередование доминирующей полярности потоков является характерным свойством слабых полей.

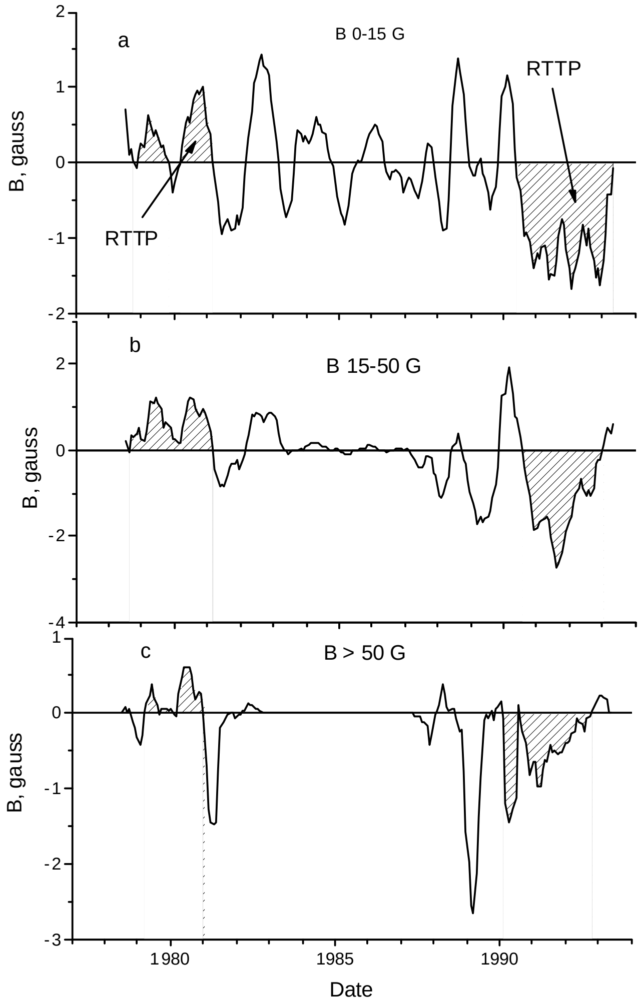


Рис. 3.

Полученные результаты свидетельствуют о присутствии в фотосфере потоков магнитных полей с чередованием доминирующей полярности. Эти потоки обладают рядом устойчивых характерных особенностей и появляются или исчезают в связи с переменой знака полярного поля.

Литература

1. *Vecchio A., Laurenza M., Meduri D., Carbone V., Storini M.* // ApJ, 749, 27, 2012.
2. *Ulrich R. K., Tham Tran* // ApJ, 768, 189, 2013.

ФОРМА 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА ПО ЧИСЛУ ПЯТЕН И ПОЛЯРНЫХ ФАКЕЛОВ

Волобуев Д.М.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

THE SHAPE OF SUNSPOT CYCLE IN SUNSPORT NUMBERS AND POLAR FACULA

Volobuev D.M.
Pulkovo Observatory, St.-Petersburg, Russia

It is known that the evolution of the whole sequence of solar cycles in time could be described by varying a few parameters from cycle-to-cycle in a single empirical equation. Here we try to use our earlier one-parameter fit [1] for approximation not only sunspot numbers but also facular numbers recalculated to polar magnetic flux during last 100 years. We found that the shape of solar cycle is much more variable in facular numbers than in sunspot numbers so that the parameterization requires 4 parameters. Higher and lower cycles are clearly separated in facula but not in sunspot numbers. In phase space this represented as a bi-focal dynamics. We propose that this dynamics could be originated from magnetic dynamo equations truncated to the Lorenz type dynamic attractor.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-83-86

Введение

Задача параметризации формы цикла имеет ясную математическую постановку, решалась в десятках работ, и используется для долгосрочного прогноза цикла. Нам удалось показать [1], что для числа солнечных пятен приемлемая точность, порядка дисперсии 13-месячного осреднения, достигается уже двухпараметрической аппроксимацией. Если t_0 – известное время начала цикла, то эволюция числа пятен в цикле $R(t)$ определяется константами T_s и T_d:

$$R = \left(\frac{t-t_0}{T_s}\right)^2 e^{-\left(\frac{t-t_0}{T_d}\right)^2}. \quad (1)$$

Так что использование большего числа параметров не имеет смысла. В данной работе мы расширяем задачу параметризации цикла на число полярных факелов, которые являются прокси полоидального поля и «естественным» предиктором тороидального поля, т.е. числа пятен, в соответствии с моделями солнечного магнитного динамо.

Данные

Наиболее систематически данные по наблюдению полярных факелов в обсерваториях Mount Wilson (MWO) и Wilcox Solar Observatory (WSO) были обобщены по результатам серии работ Sheeley выполненных для разных эпох наблюдений [2]. Знакопеременное (с учетом знака магнитного поля) число факелов было подсчитано отдельно для каждого полушария Солнца, откалибровано по последней серии измерений и пересчитано в шкалу полярного магнитного потока на основе наблюдений SOHO MDI для широт выше ±70° каждого полушария. Усредненный по полушариям и приведенный интерполяцией к ежемесячным значениям абсолютный магнитный поток сдвинут по фазе относительно числа пятен SSN2 [3] (рис. 1).

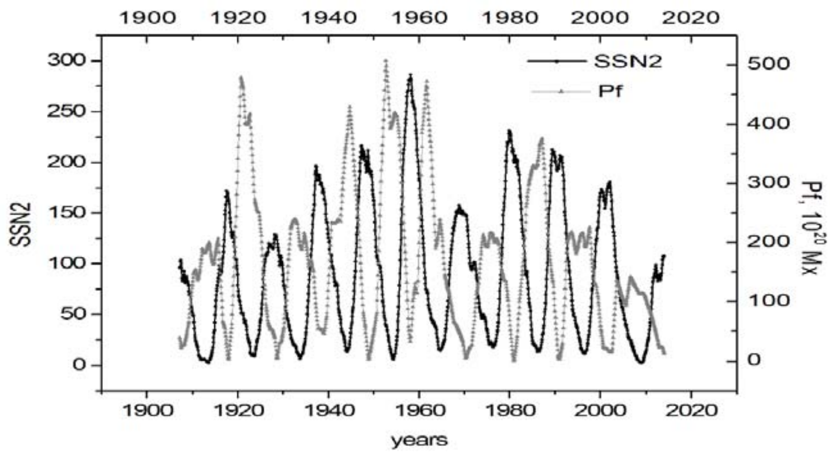


Рис. 1. Модуль полярного магнитного потока Pf, усредненный по полушариям, пересчитан из числа полярных факелов [2] с интерполяцией до ежемесячных значений и усреднением по полушариям. Число солнечных пятен SSN2 [3], сглаженное окном 13 месяцев.

Результаты

Затянутый по времени высокий цикл 19/20 и ряд низких плосковершинных циклов полярных факелов не допускают одно- или двухпараметрической аппроксимации, поэтому мы использовали 4-х параметрическую аппроксимацию, построенную по образцу бинарной смеси (1), рис.(2).

$$Pf = \left(\frac{t-t_0}{T_{s1}}\right) e^{-\left(\frac{t-t_0}{T_{d1}}\right)^2} + \left(\frac{t-t_0}{T_{s2}}\right) e^{-\left(\frac{t-t_0}{T_{d2}}\right)^2} \quad (2)$$

11-летние циклы для полярных факелов имеют выраженное разделение амплитуд высоких и низких циклов (рис. 2, слева вверху), переход от низких циклов к высоким и обратно происходил скачками трижды за 100 лет (рис. 2, справа вверху) в отличие от циклов чисел пятен (рис. 2, внизу) где переход от низких к высоким циклам и обратно происходил почти равномерно. Поскольку полярный магнитный поток близок к максимуму в минимуме цикла, его значение в минимуме цикла является естественным прокси полоидального поля и может служить предиктором последующего максимума, но корреляция не велика (рис. 3, слева, R = 0.67), хотя параметризация цикла, за счет избавления от шумов, несколько улучшает эту зависимость (рис. 3, справа, R = 0.74).

Для анализа закономерностей 22-х летнего цикла мы использовали знакопеременный (альтернированный) ряд числа пятен и ряды полярного магнитного потока в каждом полушарии. Предполагая большое время диффузии из-за вмороженности магнитного поля в фотосфере и хромосфере, мы проинтегрировали знакопеременные ряды (рис. 4)

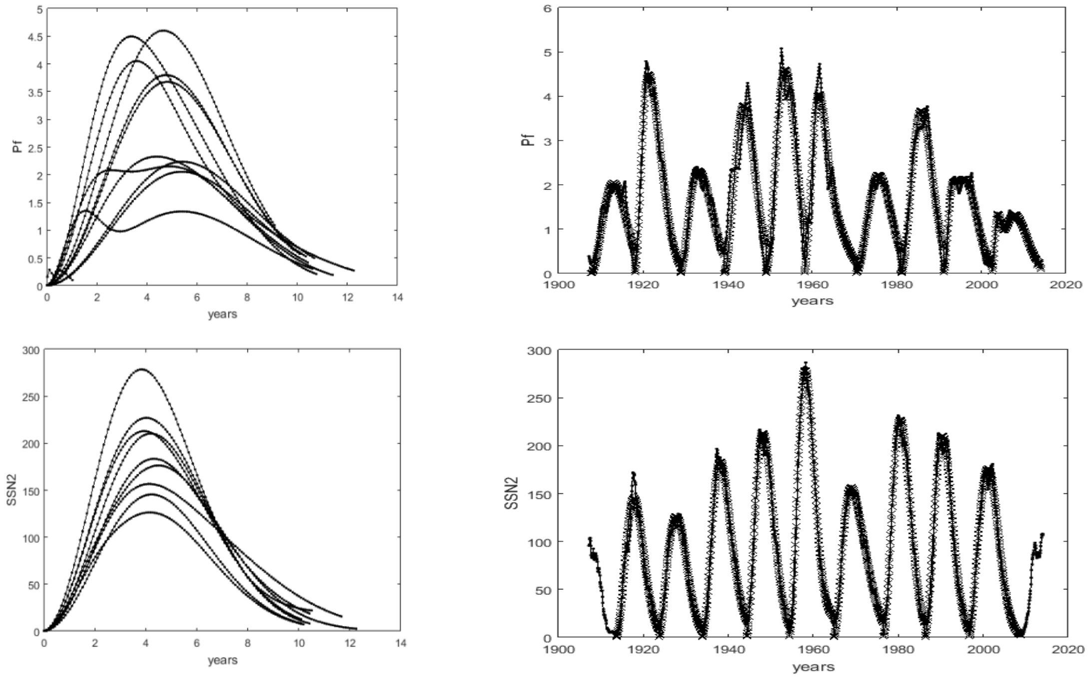


Рис. 2. Параметризация формы семейства 11-летних солнечных циклов. Аппроксимация формы циклов числа пятен (нижняя панель) и числа полярных факелов (верхняя панель) с использованием зависимости (2).

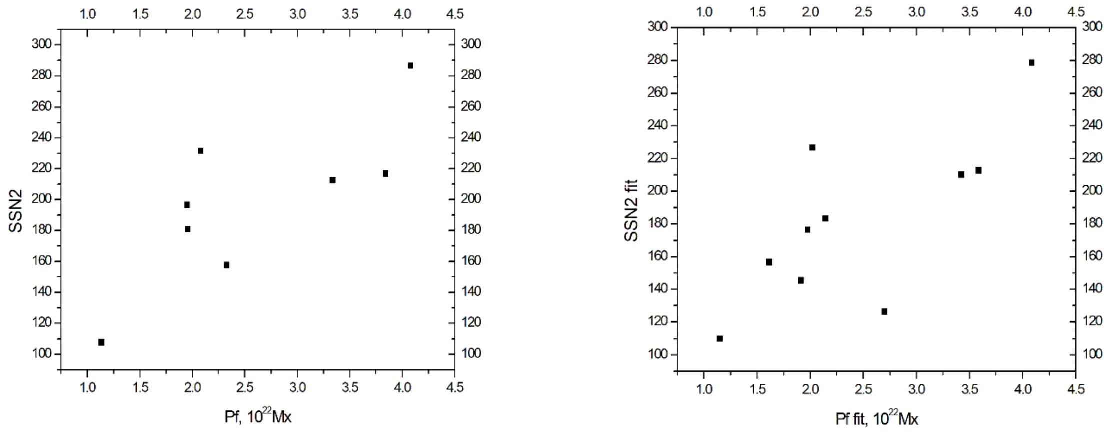


Рис. 3. Зависимость между полярным магнитным потоком в минимуме 11-летнего цикла и максимумом последующего цикла без параметризации (слева) и с параметризацией (справа).

Имеется существенный тренд накопления поля разноименного знака в полярных областях (рис. 4, слева) при этом в фазовом пространстве (рис. 4, справа) сохраняется бифокальная структура. Такая динамическая структура характерна для аттрактора Лоренца, который предлагался в ранних моделях динамо для объяснения хаотической природы солнечного цикла [4].

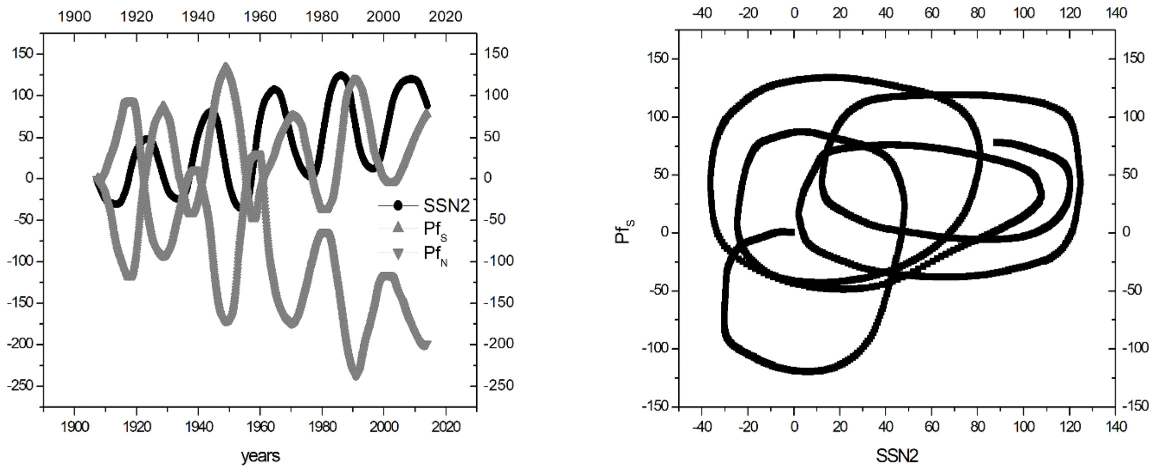


Рис. 4. 22-х летний интегральный магнитный цикл. Интегрированные по времени временные ряды чисел пятен и полярный магнитный поток (справа) и фазовое пространство для этих рядов (слева).

Выводы

Форма 11-летних циклов полярного магнитного потока отличается большей вариабельностью и нелинейностью, чем форма 11-летних циклов числа пятен, и требует большего числа параметров (4) для своего описания.

Максимумы полярного магнитного потока разбиваются на две группы: «высоких» и «низких» циклов, 4±0.5 10-22 Mx и 1.7±0.5 10-22 Mx.

Зависимость между полярным магнитным потоком в минимуме цикла и максимумом будущего цикла слабая, коэффициент корреляции 0.7, в области циклов средней амплитуды корреляция отрицательная.

Присутствует выраженная двухфокусная динамика в фазовом пространстве накопленного знакового полоидального и тороидального магнитных потоков Солнца для последних пяти 22-х летник циклов.

Литература

1. *Volobuev, D.M.* The shape of the sunspot cycle: A one-parameter fit // Solar physics, 2009, 258(2), pp.319-330.
2. *Munoz-Jaramillo, A., Sheeley, N.R., Zhang, J. and DeLuca, E.E.* Calibrating 100 years of polar faculae measurements: Implications for the evolution of the heliospheric magnetic field // The Astrophysical Journal, 2012, 753(2), p.146.
3. *Clette, F., Svalgaard, L., Vaquero, J.M. and Cliver, E.W.* Revisiting the sunspot number. Space Science Reviews, 2014, 186(1), pp.35-103. https://wwwbis.sidc.be/silso/newdataset
4. *Ruzmaikin AA.* The solar dynamo. In Progress in Solar Physics 1985 (pp. 125-140). Springer, Dordrecht

МАСШТАБЫ ТЕЧЕНИЙ В КОНВЕКТИВНОЙ ЗОНЕ СОЛНЦА ПО ГЕЛИОСЕЙСМОЛОГИЧЕСКИМ ДАННЫМ

Гетлинг А.В.[1], Косовичев А.Г.[2]
[1]Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия
[2]Технологический институт штата Нью-Джерси, Ньюарк, США

FLOW SCALES IN THE SOLAR CONVECTION ZONE FROM HELIOSEISMOLOGICAL DATA

Getling A.V.[1], Kosovichev A.G.[2]
[1]Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
[2]New Jersey Institute of Technology, NJ 07102, USA

Velocities in the solar convection zone determined using techniques of time–distance helioseismology are used to study the spatial scales of the subsurface flows. The source data were obtained with the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) from May 2010 to September 2020. Our study is based on the velocity fields in a subphotospheric layer of depth 19 Mm obtained with an 8-hour cadence for latitudes and Stonyhurst longitudes between –60° and +60°. The scales of convective flows are analysed by spherical-harmonic decomposition of the field of the horizontal-velocity divergence. The spatial power spectra demonstrate increases in the characteristic scales of the flows with depth, variously scaled flows coexisting. The largest scales nearly correspond to giant convection cells. In the deepest layers, the degree and order of the main spectral harmonic have similar values, these harmonics thus being close to sectorial ones. This result suggests that meridionally elongated cells can be present.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-87-92

Введение

Многомасштабность солнечной конвекции ставит ряд вопросов, для разрешения которых нужно иметь информацию о поле скоростей в подфотосферной конвективной зоне. В частности, исходя из гидродинамических соображений и из того факта, что на фотосферном уровне более мелкие ячейки переносятся более крупными (в частности, гигантскими [1]), можно ожидать, что в поле конвективных скоростей не просто растут с глубиной характерные масштабы течений, а это поле представляет собой суперпозицию разномасштабных составляющих конвекции. Благодаря успехам гелиосейсмологии появилась возможность прослеживать структуру и эволюцию этих полей в большом диапазоне глубин на протяжении нескольких лет.

Здесь мы рассматриваем масштабы конвективных течений на разных глубинах в конвективной зоне на основе спектральных представлений поля горизонтальных скоростей, найденного методами пространственно-временной гелиосейсмологии по наблюдениям на инструменте Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) орбитальной обсерватории солнечной динамики (Solar Dynamics Observatory – SDO).

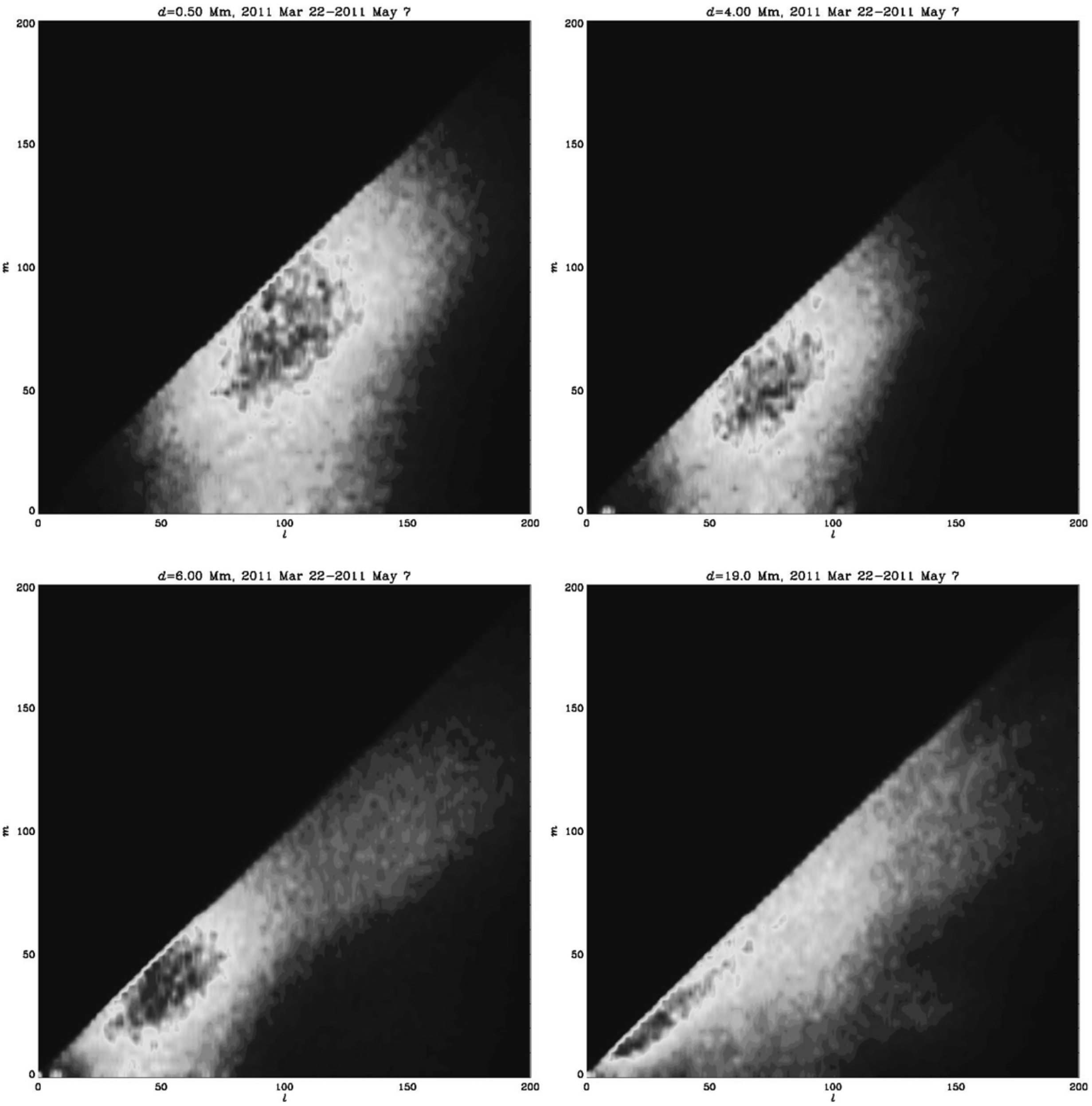


Рис. 1. Пример спектров мощности течения на глубинах d = 0.5, 4, 6, 19 Мм (указаны на каждом рисунке вверху) в координатах l, m. Максимальным значениям соответствуют темные участки, окруженные светлыми полями. Черное поле справа внизу – малые значения, черное поле слева вверху – область $m > l$, где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

Данные и их обработка

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

Для удобства спектрального анализа перейдем от полей компонент вектора горизонтальной скорости $\mathbf{V}$ к скалярному полю – дивергенции скорости, которая в сферических координатах имеет вид

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

(θ, φ – полярный и азимутальный углы, $R_\odot$ – радиус Солнца). Дополним найденное поле дивергенции до полного долготного интервала, взяв это поле на интервале длиной 120° и дважды повторив его со сдвигом по долготе на 120° и 240°. Представим поле дивергенции разложением по действительным сферическим функциям

$$f(\theta,\varphi)=\sum_{l=0}^{l_{\max}}\sum_{m}^{l}[A_{lm}Y_{l1}^{m}(\theta,\varphi)+B_{lm}Y_{l2}^{m}(\theta,\varphi)],$$

$$Y_{l1}^{m}(\theta,\varphi)=\sqrt{(2l+1)(2-\delta_{m0})\frac{(l-m)!}{(l+m)!}}P_l^m(\cos\theta)\cos m\varphi,$$

$$Y_{l2}^{m}(\theta,\varphi)=\sqrt{(2l+1)(2-\delta_{m0})\frac{(l-m)!}{(l+m)!}}P_l^m(\cos\theta)\sin m\varphi,$$

$$l=0,\dots,l_{\max},\quad m=0,\dots,l.$$

Коэффициенты разложения A_{lm} и B_{lm} определим стандартной процедурой преобразования по сферическим гармоникам.

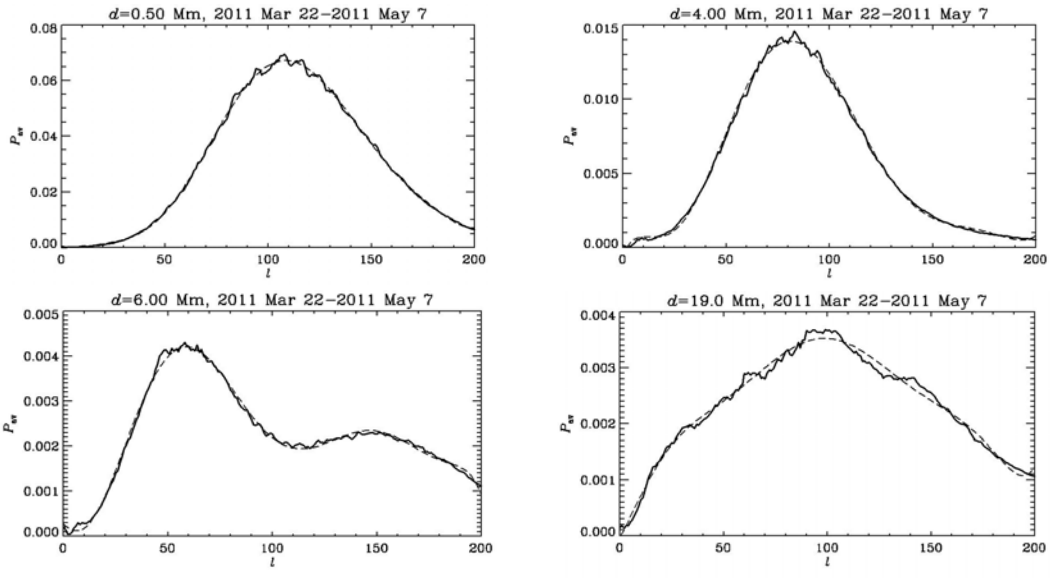


Рис. 2. Те же спектры, усредненные по m, и их аппроксимация полиномом 8-й степени.

К спектрам мощности $A_{lm}^2 + B_{lm}^2$ мы применяем процедуру вычисления скользящего среднего по времени с окном 45 суток. Поскольку дополненное поле дивергенции имеет симметрию третьего порядка, спектры содержат ненулевые гармоники только с m, кратными 3, и для лучшей визуальной воспринимаемости спектров мы сглаживаем их с окном, равным 2.

Чтобы составить представление о том, как влияют на спектр полярные шапки $\theta < 28.5°$ и $\theta > 151.5°$, для которых данные отсутствуют, мы провели спектральный анализ поля скоростей, полученного Г. Герреро и А. Стежко [2] путем численного моделирования конвекции. Оказалось, что внесение в это модельное поле такого же размера полярных шапок с нулевыми скоростями приводит к некоторому сужению спектральной полосы (в координатах l, m) в направлении, перпендикулярном линии $l = m$, но качественно форма спектра сохраняется.

Для оценки пространственных масштабов компонент, представленных гармониками данной степени l, будем пользоваться формулой Джинса [3] $\lambda = 2\pi r/\sqrt{l(l+1)}$, положив в ней $r = R_{\odot}$.

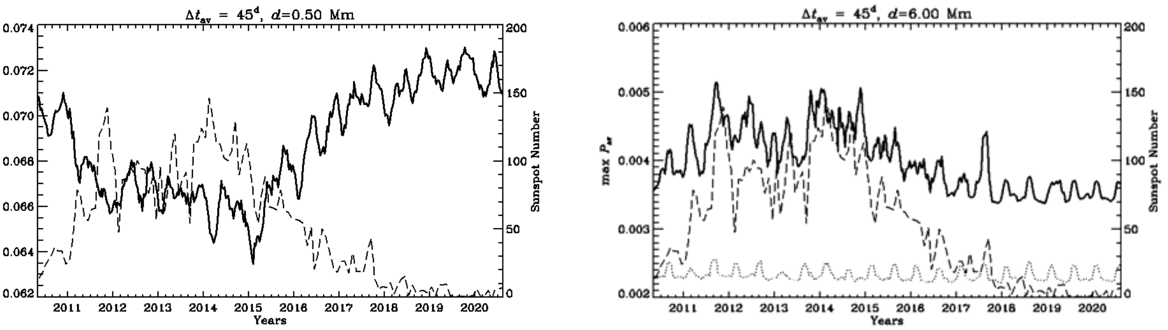


Рис. 3. Временные вариации пиковых значений спектров мощности, усредненных по m. Пунктирная линия на правом рисунке – вариации вторичного максимума. Штриховой линией показаны изменения среднемесячного числа солнечных пятен.

Результаты

Типичная серия спектров мощности для одного и того же 45-суточного интервала усреднения и разных глубин показана на рис. 1. Видно, что полоса спектра соответствует широкому интервалу значений степени l (и масштабов λ). Главный спектральный максимум сильно смещается с глубиной в длинноволновую область. Если в верхних слоях коротковолновая часть области наиболее энергичных гармоник имеет $l \approx 120$ (что соответствует размерам супергранул $\lambda \approx 30$ Мм), то длинноволновая часть на больших глубинах начинается на $l \approx 15$, и λ лежит в области значений 150–300 Мм, что является масштабом гигантских ячеек. Этот масштаб хорошо виден, начиная с середины рассматриваемого интервала глубин; в верхних же слоях он не так заметен из-за присутствия более энергичных течений меньших масштабов. Тем не менее, течения наибольших масштабов имеют сравнимые по порядку величины значения мощности в верхней части слоя и на больших глубинах. В спектре, усредненном по азимутальным числам m, эффект возрастания характерных λ с d хорошо заметен от фотосферы примерно до d = 8.5 Мм, а на больших глубинах он замывается значительным расширением спектрального пика (рис. 2). Таким образом, суперпозиция разномасштабных течений, особенно заметная на больших глубинах, хорошо видна и из усредненных по m спектров. На глубинах 6–9 Мм спектр демонстрирует двухмодовый характер – имеет два максимума (рис. 2). Еще одна интересная особенность спектра течений состоит в том, что с ростом d спектральный пик приближается в плоскости (l, m) к линии $l = m$, которая соответствует секториальным (не зависящим от θ) гармоникам. Этот факт может указывать на меридиональную вытянутость крупномасштабных ячеек – тенденцию к их бананообразной форме (такая возможность временами обсуждается в литературе).

Отсутствие данных для полярных шапок, как показал упомянутый выше анализ результатов моделирования, сужает спектральные максимумы, и можно ожидать, что реальная ширина этих максимумов для солнечной конвекции еще больше, чем найденная нами.

Вариации спектров в цикле активности можно охарактеризовать изменениями высоты максимума усредненного по m спектра (рис. 3). В верхних слоях эта величина показывает антикорреляцию с числом солнечных пятен. В более глубоких слоях шумовая составляющая мощности сравнима с самой мощностью.

Выводы

- Характерный масштаб конвекции растет с глубиной, показывая признаки присутствия гигантских конвективных ячеек.
- Широкополосность спектра, а также двухмодовые спектры в некотором интервале глубин указывают на наличие суперпозиции разномасштабных течений.
- Наблюдаемое по мере перехода к большим глубинам приближение спектрального пика к линии $l = m$, соответствующей секториальным гармоникам, может отражать тенденцию к меридиональной вытянутости конвективных ячеек.
- В поверхностных слоях мощность антикоррелирует с уровнем солнечной активности, в более глубоких ее вариации скорее носят шумовой характер.
- Ограничение модельного поля полярными шапками несколько сужает спектр конвекции, но сохраняет качественный характер спектра. Поэтому можно ожидать, что при использовании данных по всей сфере полоса спектра будет еще шире.

Литература

1. *Hathaway D.H., Upton L.A.* // Astrophys. J., v. 908, id.160

2. *Guerrero G., Stejko A.* – частное сообщение, 2021.
3. *Jeans J.H.* // Proc. Roy. Soc. London, 1923, v. A102, p. 554.

СКОРОСТИ МАГНИТНОГО ПЕРЕСОЕДИНЕНИЯ В КОМПАКТНОЙ ВСПЫШКЕ КЛАССА X

Гопасюк О.С., Вольвач А.Е., Якубовская И.В.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Республика Крым, Россия

MAGNETIC RECONNECTION RATES IN CONFINED X FLARE

Gopasyuk O.S., Volvach A.E., Yakubovskaya I.V.
Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

We study the energy-release process in confined X2.2 flare that occurred on 6 September 2017 in AR 12673 using 1600 Å filtergrams from AIA/SDO, magnetograms from HMI/SDO. Analysis was supplemented with microwave (MW) data from the radio astronomy diagnostic complex of solar activity of the KrAO RAS (KRIM). The flare consisted of the quasi-circular and two elongated ribbons, inside and outside the quasi-circular ribbon, respectively. Magnetic reconnection rates and reconnection fluxes were derived. The total reconnection magnetic flux was $3.1\cdot 10^{21}$ Mx which corresponds to approximately 10% of the total magnetic flux of active region. The maximum magnetic reconnection rates was $1.5\cdot 10^{19}$ Mx/s. Magnetic reconnection rates are temporally correlated with the flare nonthermal emission. Intimate physical linkage between the remote ribbon and main site circular flare are observed. The low-frequency slope of MW spectrum is 1.02, which indicates the spatial inhomogeneity of the emission source and an increase in source area with decreasing frequency. The time delay in the transition from higher to lower frequencies in the centimeter range of wavelengths was about 12 seconds, and in the transition from the centimeter range to the meter was 23 seconds.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-93-96

Известно, что магнитное пересоединение играет важную роль в солнечной активности. В последнее время вызывают интерес кольцевые ленточные вспышки, которые являются особым типом вспышек, ленты которых имеют круглую или квазикруглую форму. В 3D режиме магнитного пересоединения кольцевая ленточная вспышка демонстрирует топологию веер-шип [1]. Кольцевая лента образуется на пересечении куполообразной поверхности веера и нижней атмосферы, тогда как центральная и внешняя ленты являются основаниям шипа внутри и снаружи закрытой поверхности веера, соответственно [см., например, 2].

Мы провели исследование процесса магнитного пересоединения во вспышке X2.2 6 сентября 2017 года в активной области NOAA 12673. Нами были использованы магнитограммы *SDO*/HMI и *SDO*/AIA изображения Солнца в полосе 1600 Å, а также данные микроволнового излучения, полученные в диапазоне 327 МГц – 10 ГГц радиоастрономическим диагностическим комплексом солнечной активности КрАО РАН (KRIM) [3].

По изображениям в ультрафиолете были определены границы вспышечных лент. В этом событии заметны несколько наблюдательных особенностей. Вспышка состояла из трех лент – квазикольцевой и двух вытянутых лент, внутри и снаружи кольцевой. Кольцевая лента осветлялась последовательно по часовой стрелке. Появление внешней, удаленной ленты, имело задержку около 1.5 минут. Кольцевая лента находилась в области положительной полярности, а центральная и удаленная ленты находились в области отрицательной полярности.

Магнитный поток в пикселях, охватывающих вспышечные ленты, считается пересоединенным. Для каждого временного шага вычислялся магнитный поток в только что осветленных вспышечных пикселях. Вспышечный пиксель считался только что осветленным и принадлежащим к определенной магнитной полярности, если (а) интенсивность пикселя превышала порог, (б) этот порог интенсивности не был превышен ни в одной из предыдущих 1600 Å фильтрограмм, и (в) абсолютное значение плотности магнитного потока нормальной составляющей магнитного поля было выше уровня шума ±100 G.

Сначала вычислялась разница в потоке пересоединения между временными шагами t_k и t_{k-1} как $\Delta\varphi(t_k)=\sum_i a_i(t_k)\,B_n(a_i)$, где $a_i(t_k)$ – только что осветленная вспышечная площадь между t_{k-1} и t_k; $B_n(a_i)$ – компонент магнитного поля, нормальный к поверхности в только что осветленной области. Из этой последовательности мы получали кумулятивный поток пересоединения до момента времени t_k: $\Delta\varphi(t_k)=\sum_{j\leq k}\Delta\varphi(t_k)$. Скорость пересоединения, т.е. скорость изменения магнитного потока пересоединения, на каждом временном шаге рассчитывается как в работе [4]: $\dot{\varphi}(t_k)=\Delta\varphi(t_k)/(t_k\text{-}t_{k-1})$.

Общий поток пересоединения во вспышке определялся как среднее из абсолютных значений потоков пересоединения в обеих полярностях в конце временного ряда $\varphi_{\mathrm{FL}}=(|\varphi_+|+|\varphi_-|)/2$, где φ_+ и φ_- – кумулятивные магнитные потоки в области положительной и отрицательной полярности, соответственно, и составил $3.1\cdot10^{21}$ Mx, что соответствует 10% общего магнитного потока активной области. Пиковые значения скорости пересоединения вычислялись как $\dot{\varphi}_{\mathrm{FL}}=(|\dot{\varphi}_+|+|\dot{\varphi}_-|)/2=1.5\cdot10^{19}$ Mx/s, где $\dot{\varphi}_+$ и $\dot{\varphi}_-$ – максимальные значения скорости пересоединения в положительной и отрицательной полярности, соответственно.

На рис. 1 представлено сравнение скорости изменения магнитного потока пересоединения в областях положительной и отрицательной полярности и нетеплового излучения, аппроксимированного временной производной мягкого рентгеновского излучения SXR (данные 1–8 Å *GOES*). Как можно видеть из графика, скорости изменения потоков в области положительной и отрицательной полярности коррелируют во времени с нетепловой эмиссией вспышки (временной производной потока SXR), что теоретически ожидается и может продемонстрировать существенную роль магнитного пересоединения в создании этого события. Аргумент в пользу тесной связи между удаленной вспышечной лентой и основной кольцевой вспышкой заключается в том, что удаленная яркость, как показывает наличие пика в скорости изменения отрицательного потока в районе 09:08 UT (отмеченного на графике RB) является одновременной со второй фазой выделения энергии вспышки, которая представлена отдельным пиком во временной производной потока SXR. Этот пик вызван удаленной яркостью, и он исчез бы, если бы в область отрицательного поля была включена только внутренняя лента шипа.

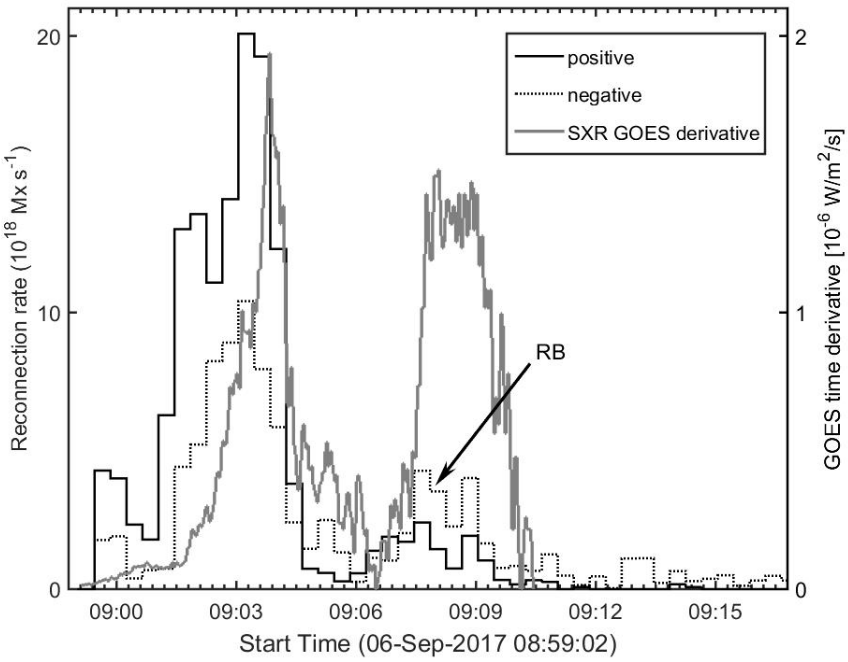


Рис. 1. Временные профили скорости изменения магнитного потока пересоединения в областях положительной и отрицательной полярности (сплошная и пунктирная черные кривые, соответственно) и нетеплового излучения (аппроксимировано временной производной мягкого рентгеновского излучения SXR (данные 1–8 Å *GOES*) – серая толстая сплошная кривая).

В период импульсной фазы между 09:01 UT (время появления удаленной яркости) и 09:10 UT (максимальная фаза вспышки по данным *GOES*) коэффициент корреляции между потоками удаленной и внутренней лентами составил 0.96 с наклоном аппроксимирующей прямой 0.7. Это указывает на то, что аналогичная величина отрицательного магнитного потока была пересоединена в основном месте вспышки и удаленной яркости во время импульсной фазы. Такая зависимость предполагает тесную физическую связь между двумя системами потоков – внутренней и удаленной.

По данным MW излучения был построен частотный спектр для времени максимума эмиссии (рис. 2а). Он не показал максимальной частоты, т.о. мы рассматривали только низкочастотную часть спектра, где излучающая среда становится оптически толстой. Низкочастотный наклон составил 1.02, что указывает на пространственную неоднородность источника эмиссии и увеличение площади источника с уменьшением частоты.

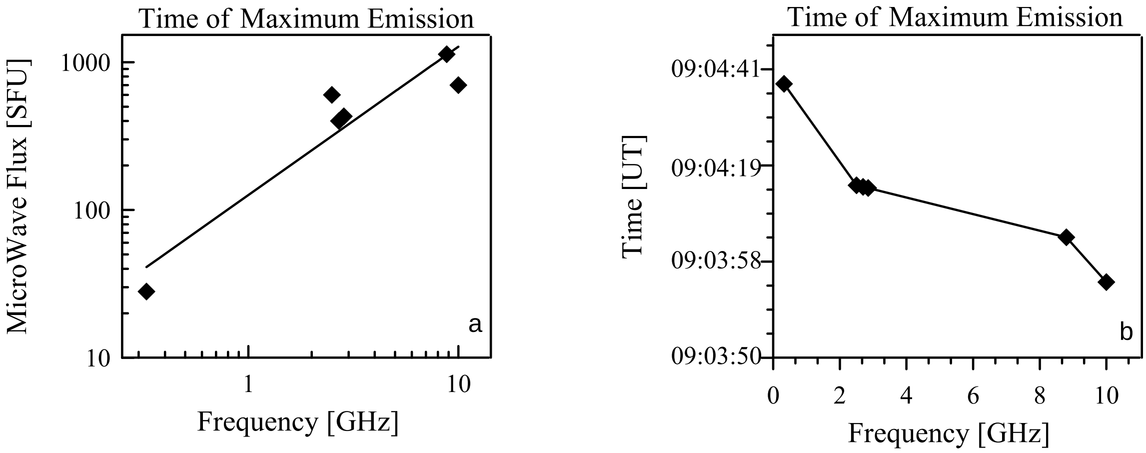


Рис. 2. Частотный спектр (2a) и наблюдаемое время максимума микроволновой эмиссии на различных частотах (2b).

Сравнение времен пиков максимального MW излучения (рис. 2b) показало, что более высокие частоты достигают максимума раньше, а более низкие частоты достигают пика позже. Временная задержка при переходе от более высоких к более низким частотам сантиметрового диапазона длин волн составила около 12 секунд, а при переходе от сантиметрового диапазона к метровому – 23 секунды. Задержка пика на более низких радиочастотах может быть приписана частотному дрейфу спектрального пика в сторону более низких частот из-за расширения радиоисточника. Расширение источника приводит к увеличению потока в оптически толстой области из-за увеличения площади источника, а также из-за уменьшения магнитного поля.

Литература

1. *Lau, Y.-T., Finn, J.M.* // Astrophys. J., 1990, vol. 350, p. 672.
2. *Masson, S., Pariat, E., Aulanier, G., Schrijver, C.J.* // Astrophys. J., 2009, vol. 700, p. 559.
3. *Volvach, A.E., Yakubovskaya, I.V.* // Astronomical and Astrophysical Transactions, 2019, vol. 31, No. 2, p. 389.
4. *Veronig, A.M., Polanec, W.* // Solar Phys, 2015, vol. 290, p. 2923.

ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВНОСТИ КРАСНОГО КАРЛИКА EXO 040830-7134.7 ПО ДАННЫМ ОБСЕРВАТОРИИ TESS

Горбачев М.А., Шляпников А.А.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

INVESTIGATION OF THE ACTIVITY THE RED DWARF EXO 040830-7134.7 ACCORDING TO OBSERVATIONS OF THE TESS OBSERVATORY

Gorbachev M.A., Shlyapnikov A.A.
Crimean Astrophysical Observatory, Russian Academy of Sciences, Crimea, Russia

The results of the analysis of the flares activity of EXO 040830 7134.7 according to the data of the TESS project are presented. The most typical flares have been demonstrated. It was determined that out of 88 selected flares, 17 are superflares with an energy of more than 10^{34} erg. The dependence of the flare activity on the phase of the axial rotation of the star has been studied. Our results confirm the early estimates of the period.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-97-100

Реализация таких проектов, как Kepler [1] и TESS [2], открывает перед нами новые возможности, позволяя практически непрерывно вести наблюдения за звездами на протяжении длительного периода времени. Наш интерес привлек красный карлик EXO 040830-7134.7, который при визуальном просмотре кривых блеска показал высокую вспышечную активность. Расположение вблизи южного полюса эклиптики позволяет наблюдать его практически непрерывно на протяжении первого и третьего года работы спутника.

Особенности наблюдений TESS и удачное расположение EXO 040830-7134.7 дают нам возможность для анализа большого количества временных рядов. На портале MAST доступны для скачивания 23 сета наблюдений, представляющие практически непрерывные данные за 2018–2019 и 2020–2021 года.

Используя метод периодограммного анализа Ломба-Скаргла [3, 4], мы оценили период осевого вращения для каждого сета. Получив схожие результаты для всех сетов, мы можем сказать, что средний период вращения EXO 040830 7134.7 составляет 5.18 дня. В качестве примера приведена одна из кривых блеска объекта (рис. 1а) и результат свертки с найденным периодом (рис. 1б).

Поскольку в данном исследовании нас интересуют супервспышки, то при отборе наиболее высокоамплитудных событий для дальнейшего анализа мы используем критерий 5σ.

Всего было отобрано 88 вспышек и для 61 из них получены оценки энергии. Расчет энергии вспышек проводился согласно методике, описанной в работе [5]. На рисунке 2 представлены вспышки, которые наиболее характерные для красных карликов.

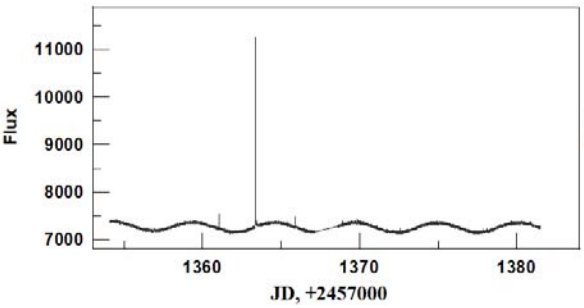


Рис. 1а.

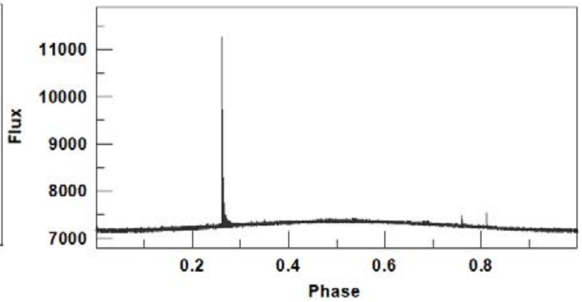


Рис. 1б.

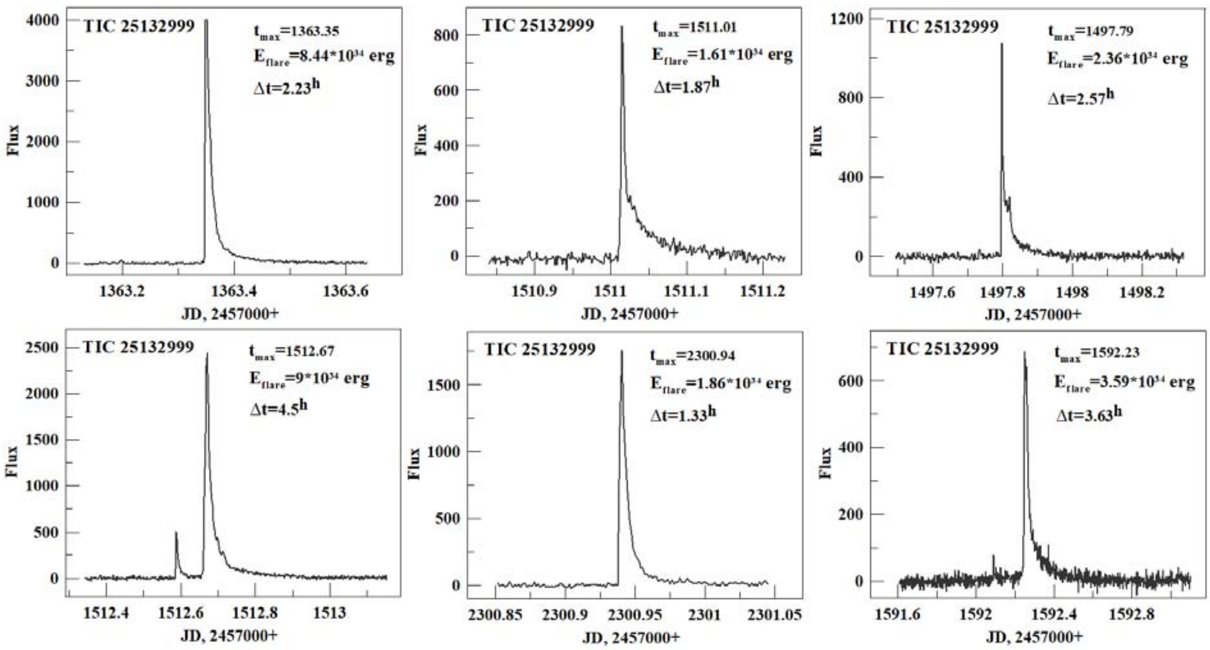


Рис. 2.

Малоамплитудные вспышки распределены равномерно и не зависят от фазы (рис. 3а). В то время, как более энергетические события в основном приходятся на участки возрастания и спада блеска объекта. Гистограмма на рис. 3б отображает распределение вспышек в зависимости от энергии. Энергия большинства вспышек не превышает 10^{34} Эрг.

Время возгорания не показывает какой-либо зависимости от энергии, однако, по-видимому, существует верхняя граница, не превышающая ~25 минут (рис. 4а). Наши данные хорошо согласуются с работой [6], где для 420 вспышек на 312 красных карликах верхний предел составляет 20 мин (рис. 4а, пунктирная линия). График 4б показывает явную корреляцию времени затухания с энергией вспышек. Полученные результаты не противоречат работе [6] (рис. 4б, пунктирная линия), где время затухания не превышает ~260 минут.

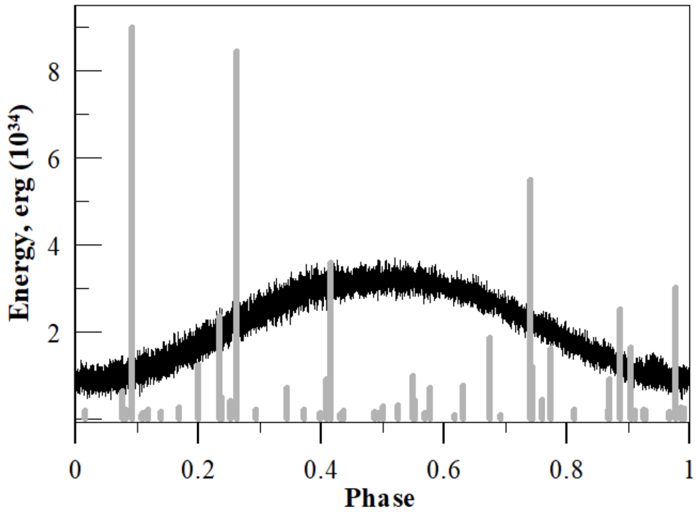


Рис. 3а.

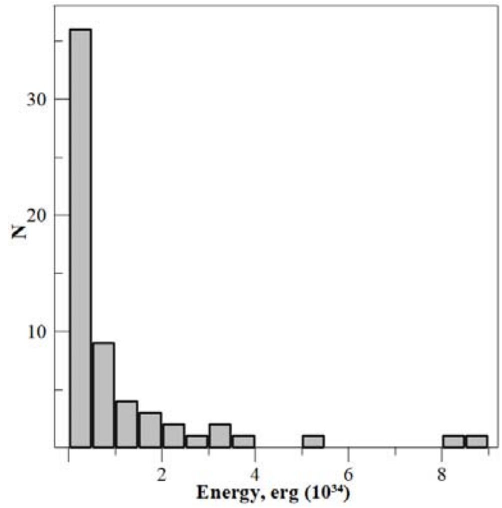


Рис. 3б.

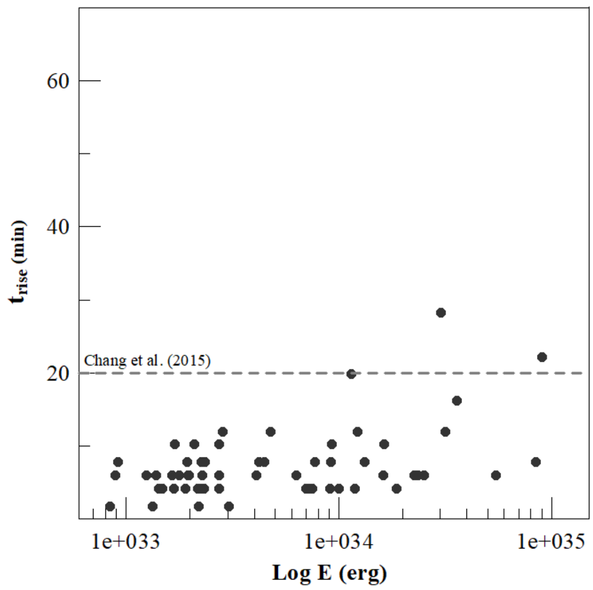


Рис. 4а.

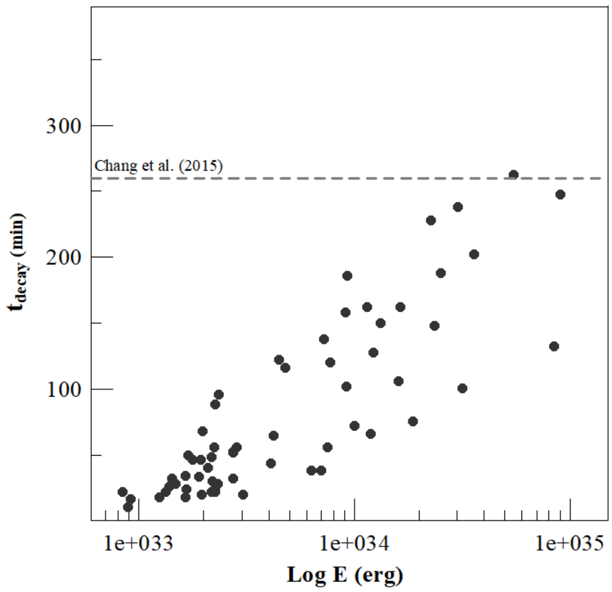


Рис. 4б.

Рисунок 5 отображает взаимосвязь длительности вспышки с энергией, которая была получена в работе [7] (маркеры серого цвета). Маркерами черного цвета отмечены наши данные. Расхождение в результатах объясняется тем, что исследуемый нами объект является красным карликом с $T_{eff} \approx 3000K$, а в работе [7] рассматривались звёзды солнечного типа с $5100K \leq T_{eff} < 6000K$.

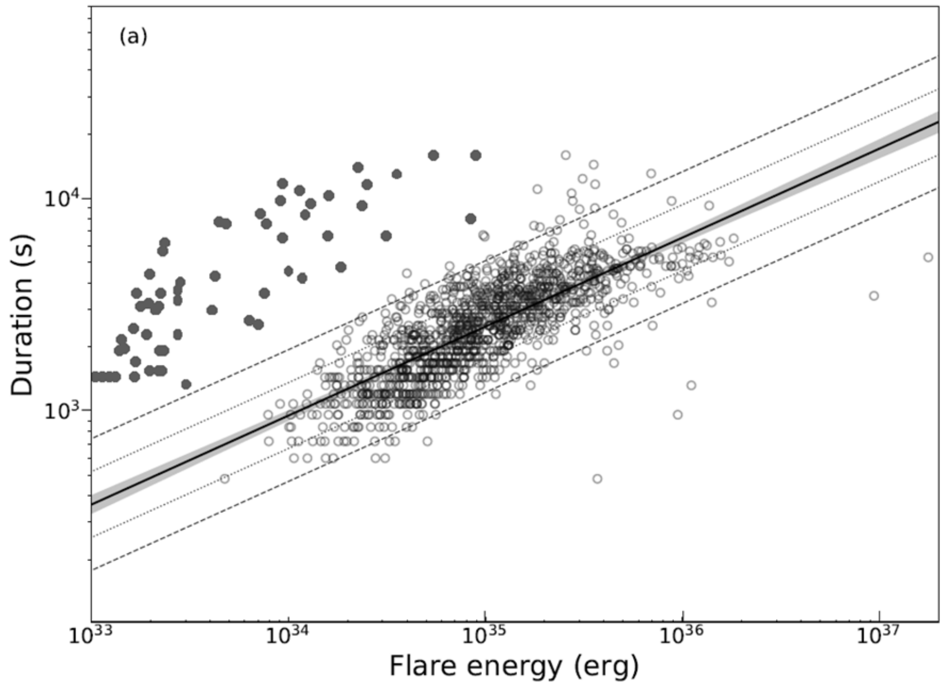


Рис. 5.

Анализ кривых блеска EXO 040830-7134.7 по данным TESS за период с июня 2018 по апрель 2021 года выявил 88 вспышек, из которых 17 являются супервспышками с энергиями более 10^{34} эрг. Максимальная энергия обнаруженной вспышки составила 9×10^{34} эрг при длительности 4.5 ч. Средний период осевого вращения составляет 5.18 ± 0.06 дня, что подтверждает полученные ранее результаты 5.2 ± 0.20 дня в работе [8].

В заключение авторы считают приятным долгом поблагодарить Российский фонд фундаментальных исследований за поддержку проводимой работы за счёт гранта 19-02-00191.

Литература

1. *Borucki W.J.* // Science, 2010, V. 327, P. 977.
2. *Ricker G.R., et al.* // Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems, –2015, V. 1.
3. *Lomb N.R.* // Astrophysics and Space Science, 1976, V. 39, P. 447.
4. *Scargle J.D.* // Astrophysical Journal, 1982, V. 263, P.835.
5. *Günther M.N., et al.* // The Astronomical Journal, 2020, V. 159, P. 60.
6. *Chang S.W., et al.* // The Astrophysical Journal, 2015, V. 814, P. 35.
7. *Tu Z-L., et al.* // The Astrophysical Journal, 2020, V. 890, P. 46.
8. *Cutispoto G., et al.* // Astronomy and Astrophysics Supplement, 1996, V. 115, P.41.

ИМПУЛЬСНАЯ ВСПЫШКА С7.2 22 ДЕКАБРЯ 2009 ГОДА В МИНИМУМЕ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ БЕЗ ХРОМОСФЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ

Григорьева И.Ю.[1], Струминский А.Б.[2], Шаховская А.Н.[3]
[1]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Институт космических исследований РАН, Москва, Россия
[3]Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Республика Крым, пгт. Научный, Россия

IMPULSE FLARE C7.2 ON DECEMBER 22, 2009 AT THE MINIMUM OF SOLAR ACTIVITY WITHOUT OF CHROMOSPHERIC EFFECTS

Grigoryeva I.Yu.[1], Struminsky A.B.[2], Shakhovskaya A.N.[3]
[1]Main Astronomical (Pulkovo) Observatory RAS, St.-Petersburg, Russia
[2]Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia
[3]Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Republic of Crimea, Russia

The impulsive flare C7.2 on December 22, 2009 was considered, in which the maximum of the emission measure (EM_{max}) was ahead of the maximum temperature (T_{max}) of the plasma emitting in the soft X-ray range (GOES data). This does not fit the "standard" solar flare model (CSHKP). Its other distinctive features were the presence of radio emission only at fixed RSTN frequencies below 1415 MHz, as well as radio emission of types II and III. The study showed: 1) there were at least two episodes of energy release in the flare and, accordingly, two maxima T_{max1} and T_{max2}; 2) the growth of EM to its maximum was caused by the first episode of energy release, T_{max1}; 3) the flare developed at altitudes above 65 Mm and was accompanied by a coronal mass ejection (CME); 4) CME observed on LASCO_C2 could be accelerated to a speed of 346 km/s between Tmax1 and EM_{max} in 90 s; 5) the second episode of energy release and T_{max2} corresponded to the post-eruptive phase. The results obtained are compared with the characteristics of the M2.9 pulsed flare on July 6, 2012 with radio emission only at RSTN frequencies above 1415 MHz and without CME.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-101-104

Для исследования мы выбрали импульсную вспышку С7.2 22 декабря 2009 года, которая отличается от множества других вспышек С-класса тем, что в ней максимум меры эмиссии ($EM_{\max}$) опережает максимум температуры ($T_{\max}$). Здесь значения T и EM были рассчитаны стандартной процедурой *SolarSoft* по наблюдениям КА GOES мягкого рентгеновского (SXR) излучения в каналах 0.5–4 Å и 1–8 Å. Задержка $T_{\max}$ относительно $EM_{\max}$ не укладывается в «стандартную» модель (CSHKP) солнечной вспышки (когда «хромосферное испарение» является результатом нагрева хромосферной плазмы), и путает причины со следствиями. Наличие наблюдений нетеплового излучения в жестком рентгеновском (HXR <100 кэВ – RHESSI, Suzaku ~100 кэВ) и радио (245–4995 МГц, RSTN) диапазонах позволяет разобраться в кажущемся противоречии.

Рассмотрим на рисунке 1a временные профили T (серый цвет) и EM (черный цвет) для события С7.2 22 декабря 2009 года с задержкой T_{max} (толстые линии) и для вспышки М2.9 6 июля 2012 года [1] с задержкой EM_{max} (тонкие линии). В первом случае (С7.2) хорошо видно два максимума температуры, EM_{max} опережает T_{max2}, но запаздывает относительно первого максимума температуры T_{max1}. Максимумы температуры вспышечной плазмы свидетельствуют о различных эпизодах выделения энергии. Второй случай (М2.9) соответствует «стандартной» модели однопетлевой вспышки с одним энерговыделением.

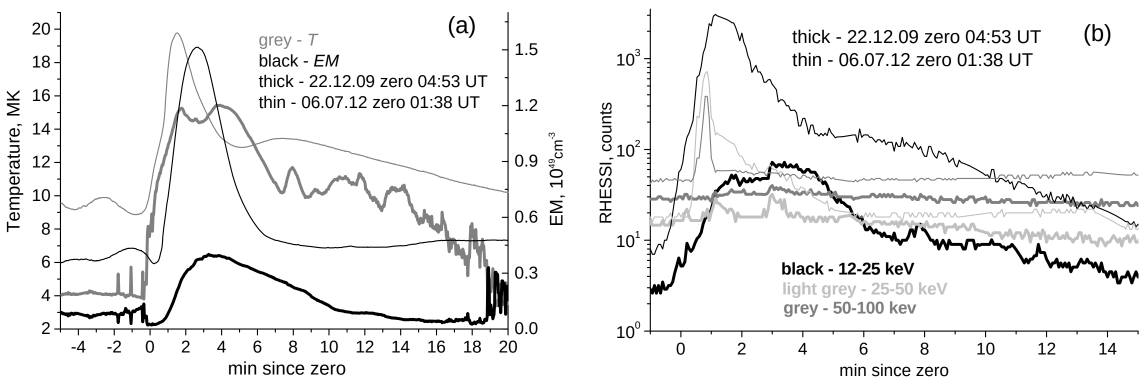


Рис. 1.

В случае (С7.2 22.12.09) по времени EM_{max} был между T_{max1} и T_{max2}, т.е. он был результатом первого эпизода нагрева плазмы. Время запаздывания $EM_{max} = 0.4 \cdot 10^{49}$ см$^{-3}$ относительно T_{max1} было τ~126 с. Плазма нагрелась до T_{max1}~15 МК при $EM = 0.3 \cdot 10^{49}$ см$^{-3}$. Оценка линейного размера источника SXR излучения будет $L = V_T \cdot \tau \approx 65$ Мм при тепловой скорости $V_T = \sqrt{2kT/m_p} \approx 512$ км/с, а концентрации плазмы в источнике $n = \sqrt{EM/L^3} = 3 \cdot 10^{10}$см$^{-3}$ и тогда плазменная частота $\nu_p = 9000\sqrt{n}$=520 МГц. Второй максимум температуры T_{max2} наблюдался на спаде меры эмиссии.

В случае (М2.9 06.07.12) плазма нагрелась до T_{max} ~20 МК при $EM = 1.3 \cdot 10^{49}$ см$^{-3}$. Оценка линейного размера SXR источника при $V_T \approx 590$ км/с и τ~60 с будет $L = V_T \cdot \tau \approx 35$ Мм. Оценка концентрации плазмы в источнике будет $n = \sqrt{EM/L^3} = 1.7 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$, что соответствует плазменной частоте $\nu_p = 9000\sqrt{n}$ = 1187 МГц.

На рисунке 1b показаны временные профили HXR излучения в 3-х каналах RHESSI. Из сравнения рисунков 1a и 1b хорошо видно, что максимумы температуры четко коррелируют со всплесками нетеплового HXR излучения (например, канал 25–50 кэВ, RHESSI, рис. 1b). В случае (С7.2 22.12.09) в каналах 25–50 и 50–100 кэВ видно два максимума – два эпизода выделения энергии, а случае (М2.9 06.07.12) один максимум. Временные профили в канале 12–25 кэВ соответствует уже тепловым процессам, наблюдающиеся характерные времена больше.

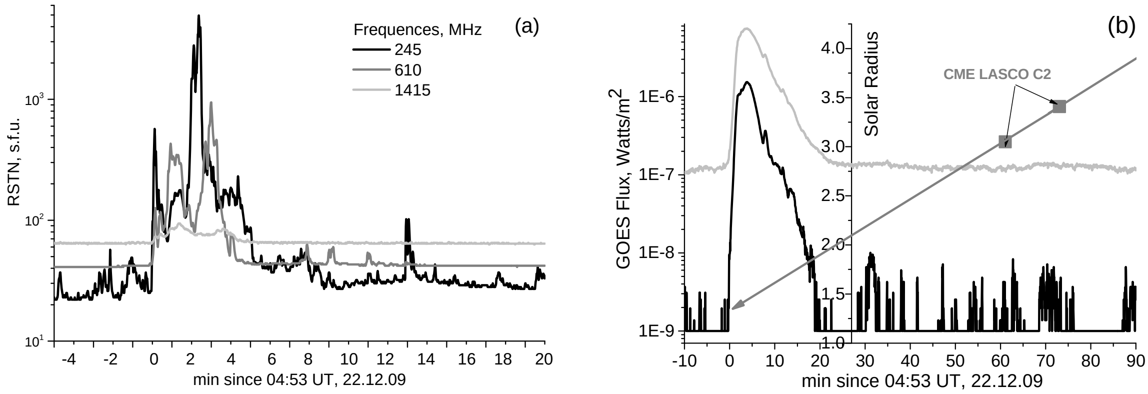


Рис. 2.

Полученная выше оценка линейного размера SXR источника и концентрации плазмы в нем (плазменной частоты) для (M2.9 06.07.12) соответствует наблюдениям и идеям [2, 3], что место ускорения электронов (область энерговыделения) в этой вспышке было ограничено по высоте <31 Мм, условиями характерными для плазменной частоты 1415 МГц. Так как не было излучения на низких частотах, то это событие не развилось выше в корону, в нем не было коронального выброса массы (КВМ). Согласно [2] в (M2.9 06.07.12) было недостаточно времени – t (длины $l = at^2/2$) для ускорения КВМ даже с предельной величиной a =10 км/с^2.

Напротив вспышка (C7.2 22.12.09) соответствует общепринятым представлениям о месте ускорения электронов и первичного энерговыделения, где концентрация плазмы $n_{acc} = 3 \cdot 10^{10}$ см$^{-3}$ и плазменная частота $\nu_p \approx$500 МГц [4, 5]. На рисунке 2a показаны профили радиоизлучения в (C7.2) на частотах 245, 610 и 1495 МГц. Отметим, что согласно [5], частота 1 ГГц является максимальной для преобладания плазменного механизма излучения, 3 ГГц – теплового, а при более высоких частотах преобладает гиросинхротронный механизм. Интенсивность радиоизлучения на частотах 2695 и 4995 МГц составляла не более 20 s.f.u. и не попала в сводные отчеты (SWPC NOAA, /ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/). Отсутствие радиоизлучения на частотах > 4995 МГц связано с развитием процессов в условиях малой плотности и слабого магнитного поля. В таких условиях рост *EM* вызван увеличением объёма излучающей плазмы, а не ее концентрации.

Радиоизлучение в (C7.2 22.12.09) на частотах 245–610 МГц началось практически одновременно в 04:53 UT (ноль времени на рисунках в нашей шкале) и далее появлялось последовательно на более низких частотах. Это говорит о распространении вспышечных процессов высоко в корону.

Начиная с 04:57 UT, регистрировалось радиоизлучение II и III типов. Радиоизлучение II типа обычно связывают с ударной волной КВМ.

Действительно, в 05:54 UT в поле зрения SOHO/LASCO_C2 на $3.05R_S$ было зарегистрировано первое появление КВМ со скоростью 346 км/с (скорость рассчитана по первым двум положениям (1–2) по наблюдениям LASCO). На рисунке 2б показана линейная аппроксимация положения КВМ относительно SXR излучения. В предположении, что КВМ ускорялся до скорости 346 км/с от $T_{\max1}$ до $EM_{\max}$, время ускорения будет 90 с, а величина ускорение a =3.6 км/с^2. В этом случае второй эпизод энерговыделения соответствует постэруптивной фазе вспышки. При подъеме КВМ увеличивался линейный размер SXR источника, поэтому при «хромосферном испарении» роста n и EM не происходило. Второй максимум $T_{\max2}$ был на фоне спада EM.

Скорость КВМ, рассчитанная по точкам (2–3) из наблюдений LASCO, равна 333 км/с. Точки (2,3) находятся вне временного интервала рисунка 2b. Следовательно, замедление КВМ происходило при $a \sim 36–18$ м/с^2, что значительно меньше ускорения свободного падения для Солнца (g = 274м/с^2). Для такого замедления необходимо, чтобы на КВМ действовали силы, выталкивающие его из гравитационного поля Солнца, более полутора часов после начала движения.

Результаты исследования вспышки С7.2 22.12.09 коротко сводятся к следующему:

1) во вспышке было по крайне мере два эпизода выделения энергии и, соответственно, два максимума температуры $T_{\max1}$ и $T_{\max2}$;

2) рост EM до максимума был вызван первым эпизодом энерговыделения, $T_{\max1}$;

3) вспышка развивалась на высотах более 65 Мм и сопровождалась КВМ;

4) КВМ, наблюдаемый на LASCO_C2, мог быть ускорен до скорости 346 км/с между $T_{\max1}$ и $EM_{\max}$ за 90 с;

5) второй эпизод выделения энергии (и $T_{\max2}$) соответствовал постэруптивной фазе вспышки.

Литература

1. *Altyntsev, A., Meshalkina, N., Myshyakov, I., et al.* // Flare SOL2012-07-06: on the origin of the circular polarization reversal between 17 GHz and 34 GHz // Solar Phys. 2017. V 292. No. 9. PP. 137–152.
2. *Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М.* // Связь между длительностью и величиной ускорения корональных выбросов массы // Геомаг. и аэрономия. 2021. т. 61. №5 (в печати).
3. *Grigorieva, I., Struminsky, A.* // Flares not following by interplanetary coronal mass ejections and solar proton events // G&A. 2021. т. 61. № 8 (в печати).
4. *Aschwanden M.J.* The localization of particle acceleration sites in solar flares and CMEs // Space Sc. Rev. 2006. V. 124. PP. 361–372.
5. *Aschwanden, M.J.* Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions. – Springer. – 2009. P. 924.

ЭФФЕКТЫ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ВДОЛЬ МОСКОВСКОГО ГЕОГРАФИЧЕСКОГО И ГЕОМАГНИТНОГО МЕРИДИАНОВ

Гуляева Т.Л., Пустовалова Л.В.
ИЗМИРАН, Москва, Троицк, Россия

EFFECTS OF THE IONOSPHERE DISTURBANCES ALONG MOSCOW GEOGRAPHIC AND GEOMAGNETIC MERIDIANS

Gulyaeva T.L., Pustovalova L.V.
IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia

The ionospheric disturbances are estimated along the geographic meridian of 35°E and magnetic meridian of 120°E which intersect at latitude of 55°N near Moscow. The total electron content TEC-based W(TEC) index is analyzed at two meridians using W-index data provided at IZMIRAN website "The ionospheric weather" (https://www.izmiran.ru/ionosphere/weather/). W-index varies from -4 to +4 in step of 1 as a measure of deviation of the instant TEC or the peak electron density NmF2 (the critical frequency foF2) from the quiet median. Variations of W(TEC) with latitude are investigated at 17 observatories along two meridians under quiet and disturbed conditions. The storm effects (W = ±3 and ±4) are dominant along the magnetic meridian at the polar ionosphere and the equatorial anomaly of ionization. The chaotic hour-to-hour variations of W-index are observed at the both meridians under quiet conditions but these could show enhancements sometimes with W(foF2) observations accompanied by predictions 24h in advance at IZMIRAN web site.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-105-108

Количественные характеристики космической погоды оцениваются в виде локальных, региональных и глобальных индексов, таких как экваториальный Dst индекс интенсивности кольцевого тока магнитосферы, планетарный геомагнитный Kp индекс, AU, AL, и AE индексы интенсивности авроральных ионосферных токов, показатели ионосферной активности WU, WL, и WE индексы [1–2]. Локальные изменения ионосферной погоды градуируются W-индексом по четырем уровням (W = ±1, ±2, ±3, ±4) для положительных и отрицательных логарифмических отклонений foF2 (NmF2) или полного электронного содержания TEC от спокойного медианного значения. Вариации структуры и динамики ионосферы и магнитосферы неоднократно исследовались вдоль геомагнитных и географических меридианов [3–5].

В данной работе представлены оценки ионосферных возмущений вдоль географического меридиана 35°*E* (Г35) и геомагнитного меридиана 120°*E* (М120), пересекающихся на широте 55°*N* в Московской области (рис. 1а). В отличие от известных меридиональных проектов [4–5], меридиан M120 заметно отклоняется от Г35 в полярных областях. Отметим расстояние d = 4565 км от Москвы (MOBN) до Северного магнитного полюса и разницу на 6ч по местному времени между ними, и d = 4502 км между сопряженной точкой (CZTG) и Южным магнитным полюсом и различие на 2 ч между ними. Вследствие этих различий наблюдаем превышение TEC и W(TEC) в CZTG (на широте φ = 46.3°S) по сравнению с MOBN (φ = 55.1°N) во время бури 11–12 апреля 2001 г. (Dst_{min} = -271нТл, рис. 1b).

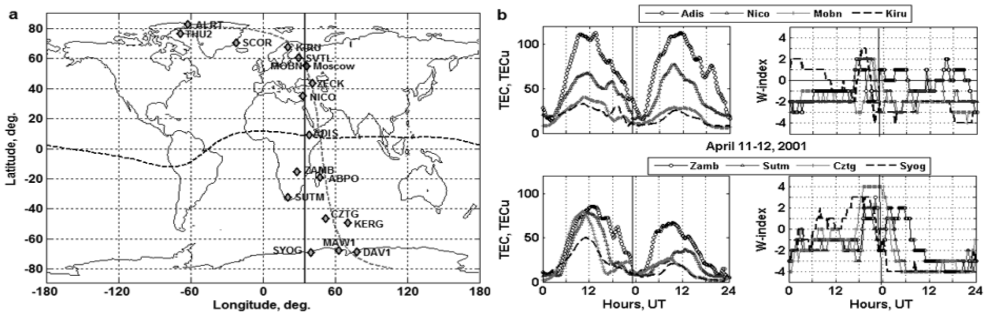


Рис. 1. (a) 17 пунктов наблюдений TEC вдоль меридианов Г35 (сплошная линия) и M120 (пунктир); (b) вариации TEC (слева) и W-индекса (справа) на 4х станциях Северного полушария (вверху) и 4-х станциях Южного полушария (внизу) во время бури 11-12.04.2001 г.

Доминирование глобальных WLg/WUg/WEg ионосферных индексов [1] по сравнению с региональными WU35/WL35/WE35 индексами вдоль меридиана Г35 показано на рис. 2b для бури 14–17 декабря 2006 г. Изменения параметров OMNI Межпланетного магнитного поля и солнечного ветра приведены на рис. 2a, и геомагнитных индексов Kp, aa, и Dst на рис. 2b.

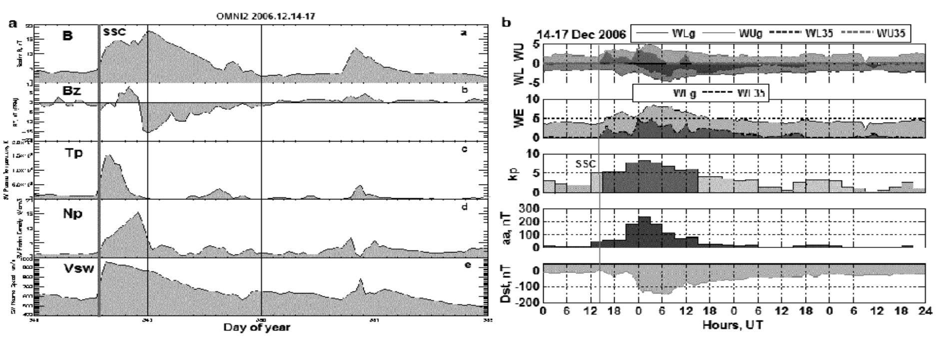


Рис. 2. (a) Параметры ММП B, Bz, Tp, Np, Vsw 14–17 декабря 2006 г.; (b) глобальные WU/WL/WE и меридиональные WU35/WL35/WE35 ионосферные индексы вдоль меридиана Г35 и геомагнитные Kp, aa, и Dst индексы.

Сравнение 15-мин меридиональных WU/WL/WE индексов на основе карт TEC [6] и Dst индекса во время бури 14–15 декабря 2006 г. (рис. 3a) с изменениями этих параметров в спокойных условиях 19–20 августа 2019 г. (рис. 3b) показывает наличие ионосферной возмущенности даже при спокойной геомагнитной активности.

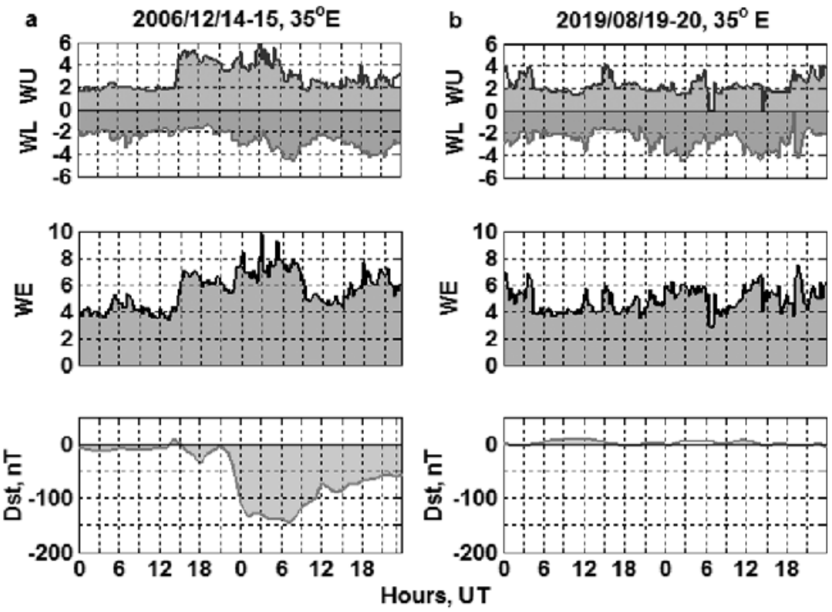


Рис. 3. Меридиональные WU/WL/WE ионосферные индексы вдоль Г35 и экваториальный Dst индекс: (a) во время бури 14–15 декабря 2006 г.; (b) в спокойных условиях 19–20 августа 2019 г.

Сравнение вариаций W(TEC)-индекса со временем вдоль меридианов Г35 и М120 показано для бури 12–14 декабря 2006 г. (рис. 4a,b) и в спокойных условиях 19–21 августа 2019 г. (рис. 4c,d). Отметим симметрию положительных и отрицательных возмущений W(TEC) вдоль геомагнитного меридиана (рис. 4b), отличную от представления вдоль Г35 (рис. 4a) и хаотические изменения более слабых ионосферных возмущений в спокойных условиях (рис. 4c,d). Умеренные возмущения постоянно присутствуют в ионосфере [1], что объясняется заметным вкладом процессов в нижней атмосфере по сравнению с солнечной и геомагнитной активностью [7].

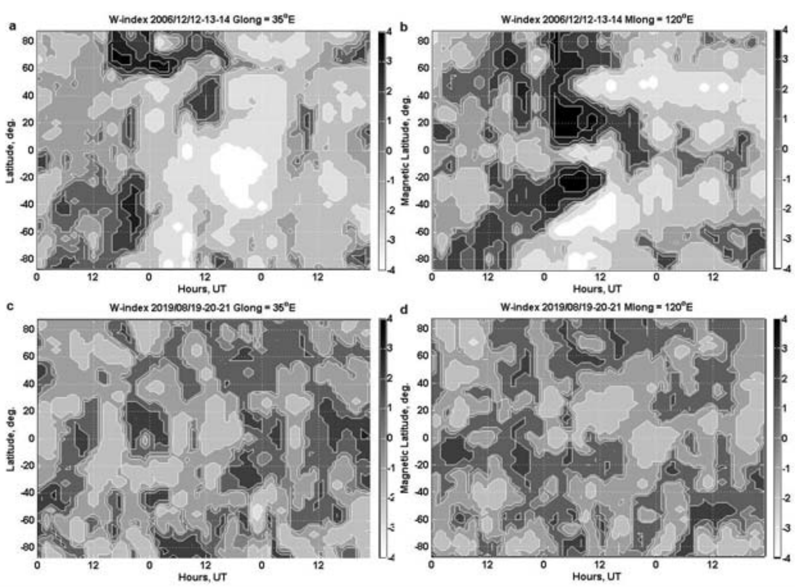


Рис. 4. Сравнение ионосферного W(TEC) индекса вдоль меридиана Г35 (слева) и М120 (справа): (a, b) буря 12–14.12.2006 г.; (c, d) спокойные дни 19–21.08.2019 г.

Результаты проведенного исследования выявили следующие закономерности:

- Эффекты возмущений в ионосфере во время бури наиболее четко проявляются вдоль геомагнитного меридиана по сравнению с их представлением в географических координатах.
- Более слабые хаотические ионосферные неоднородности наблюдаются вдоль географического и геомагнитного меридианов при спокойных условиях.
- Доминирование интенсивности глобального отклика ионосферы на бурю в космическом пространстве по сравнению с меридиональными эффектами.
- Результаты показывают надежность использования как глобальных, так и региональных (меридиональных) обобщенных ионосферных индексов WU/WL/WE [1–2] для оценки ионосферной активности во время бурь и в спокойных условиях.
- Доступность исходных глобальных карт GIM-TEC со скважностью 15 мин в режиме, близком к реальному времени [6], позволяет улучшить исследование и прогноз пространственно-временных изменений соответствующих карт W(TEC) индекса, выполняемых автоматически на сайте ИЗМИРАН с заблаговременностью в 24 ч (https://www.izmiran.ru/ionosphere/weather/).

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ 19-52-25001_Кипр_а и RPF (Кипр) Bilateral/Russia(RFBR)1118/0004 (RENAM).

Литература

1. *Gulyaeva T.L. et al.* Persistent perturbations of ionosphere at diminution of solar and geomagnetic activity during 21-24 solar cycles // J. Atmos. Solar-Terr. Phys., 221, 105706, 2021.
2. *Гуляева Т.Л., Хараламбус Х.* Трехчасовые индексы ионосферной активности // Геомагн. Аэрономия, 61(6), 2021.
3. *Dmitriev A.V. et al.* Longitudinal variations of positive dayside ionospheric storms related to recurrent geomagnetic storms // J. Geophys. Res., 118(10), 6806-6822, 2013.
4. *Wang C.* New Chains of Space Weather Monitoring Stations in China // Space Weather, 8, S08001, 2010.
5. *Зайцев А.Н. и др.* Состояние и перспективы развития проекта «Геомагнитный меридиан 145» / Сб. «Проблемы геокосмоса». СПб, 342-355, 2021.
6. *Li Z. et al.* IGS real-time service for global ionospheric total electron content modeling // J. Geodesy, 94, 32, 2020.
7. *Meng X., Verkhoglyadova O.P.* Quantifying contributions of external drivers to the global ionospheric state // Space Weather, *19*, e2021SW002752, 2021.

РОЛЬ ОКЕАНОВ В КОЛЕБАНИЯХ КЛИМАТА АРКТИЧЕСКОГО РЕГИОНА В ТЕЧЕНИЕ ГОЛОЦЕНА

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

THE ROLE OF THE OCEANS IN THE ARCTIC REGION'S CLIMATE VARIATIONS DURING THE HOLOCENE

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

Climatically important parameters of the World Ocean between which there is a relationship are the temperature of the ocean waters and the heat content of the active layer of the ocean, sea currents and ice, salinity and characteristics of the water column. The ocean is in continuous interaction with the atmosphere and the earth's crust, manifested in the exchange of heat, moisture and momentum. In turn, there is also the effect of the atmosphere on the ocean, which manifests itself mainly through the circulation of water. Changes in the state of continental ice and fluctuations in ocean levels are key consequences of climate change in most regions of the world. The main global causes of the impact on climate should be noted: changes in time of the Sun's orbit, solar activity, including solar radiation, volcanic emissions and the greenhouse effect of the planet.

The paper analyzes the role of three oceans (Arctic, Atlantic and Pacific) associated with the Arctic region and the role of ocean currents in the process of inter-latitudinal heat transfer. The results of the analysis of both long-term and short-term variability of the ocean surface temperature are presented, covering various time intervals from the end of the last ice age to the present and the relationship of these changes with the causes that generate them. It is concluded that the natural climate variability in the Arctic region over the studied time interval is significant.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-109-114

1. Введение

Океаны покрывают почти три четверти земной поверхности, представляют собой огромный аккумулятор солнечного тепла и влаги и являются основным регулятором климата. Для формирования и изменения климата особое значение имеет взаимодействие между океаном и атмосферой, связанное с обменом и перераспределением тепла, воды, газов, частиц и количества движения. Температура поверхности океана, солёность, характеристики толщи воды, теплосодержание деятельного слоя океана, морские течения и льды являются климатическими значимыми параметрами для исследования Мирового океана.

Следует отметить, что в последнюю межледниковую эпоху (120–125 тыс. лет назад) уровень океана был выше современного на ~ 10 м [1]. Многие флуктуации климата (до десятков лет) могут быть результатом взаимодействия атмосферы и Мирового Океана, такие как Южное колебание

(Эль-Ниньо), Северо-Атлантические и Арктические осцилляции. На более длительной временной шкале происходит термохалинная циркуляция, вследствие неоднородности распределения температуры и солёности в океане. Термохалинная циркуляция представляет собой крупномасштабную систему течений в океане [2].

Среди основных внешних причин изменений климата критически обсуждаются следующие: изменения орбиты Солнца, солнечная активность и солнечная постоянная и др. Особый интерес представляют флуктуации климата, связанные с изменчивостью солнечного излучения (обусловленные изменением во времени положения орбиты Земли, напр., [3]).

Последствия выбросов антропогенных парниковых газов, которые являются одной из причин наблюдаемого в последнем столетии колебания климата из-за изменения температуры океана и таяния льда, наиболее сильно ощущаются в полярном регионе. Связанные с этими колебаниями климата морские волны тепла вызывают серьёзные изменения в структуре и функциях морских экосистем и влияют на важнейшие виды их основ: кораллы и морские травы [4].

В работе [5] прослежена связь между резкими изменениями температуры в Арктике и изменениями температуры поверхности моря, как в Северной Атлантике, так и в северной части Тихого океана. К сожалению, многие особенности взаимосвязанных процессов в климате Арктики остаются недостаточно изученными, что усложняет построение надёжной картины будущих изменений климата.

2. Изменение климатических параметров после отступления последнего оледенения и солнечное воздействие

Рассмотрим колебание глобального среднего уровня моря (GMSL) в течение последнего ледниково-межледникового периода, уровень которого определяется как среднее значение площади относительного уровня моря или высоты морской поверхности над Мировым океаном. Глобальная реконструкция температуры для раннего и среднего голоцена (от 9.5 до 5.5 тыс. лет назад), полученная как из морских, так и наземных источников, предполагает, что глобальная средняя поверхностная температура на 0,8°C выше, чем доиндустриальные температуры [6]. В работе [7] рассмотрены механизмы, которые управляют пространственной изменчивостью уровня моря в различных временных масштабах, а также источники и статистические методы, применяемые к косвенным и инструментальным данным. На рис. 1а показаны реконструкции глобального среднего уровня моря (GMSL) для голоцена – кривые (1–4), полученные различными авторами (статьи 2004, 2014, 2015 и 2016 гг.), указанными в работе [7].

В настоящее время для исследователей доступна многопараметрическая база данных временных рядов палеотемператур [8], которая охватывает последние 12 тыс. лет, и включает в себя 5 различных статистических методов для реконструкции температур, что и позволяет проводить более надёжный анализ глобальной средней температуры и связанные с этим неопределённости, чем это было ранее доступно (рис. 1b). На рис. 1b показана медиана ансамблей для реконструкции глобальной средней температуры. Как следует из рис. 1b, в среднем самый теплый интервал в голоцена приходится на ~ 6.5тыс. лет назад, когда было теплее примерно на 0,6–0,7 °C , чем в 19 веке. За пиковым теплом следует тенденция похолодания. На рассматриваемом временном интервале (рис. 1c) можно выделить изменение скорости температуры от долей градуса до ~2^{o}C и периодами изменения: 600–400 лет, 400–200 лет, 200 лет.

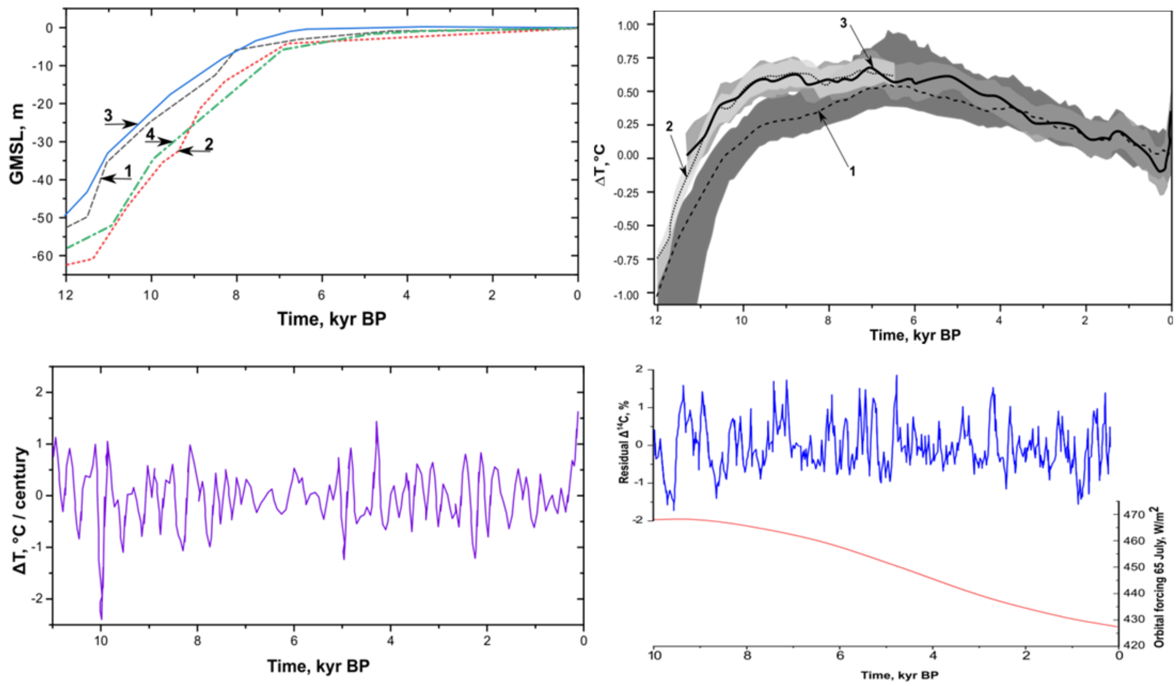


Рис. 1. Сравнение климатических данных с параметрами, влияющими на климат, на временной шкале последних 12 тыс. лет:

a) Реконструкции глобального среднего уровня моря (GMSL) для голоцена [7] – кривые 1–4, полученные различными авторами; **b)** Многомодовой реконструкции средней глобальной температуры поверхности Земли [8] (1 – штриховая кривая) с предыдущими: 2 – [9], 3 – [10] реконструкциями. Пределы неопределённости (стандартное отклонение) температур многомодового ансамбля ограничены заштрихованной областью; **c)** Реконструкции скорости изменения годовой температуры Арктики (^{o}C на столетие) из ледяной шапки Agassiz Гренландии [11]; **d)** Реконструкции параметров, отражающих солнечное влияние на изменение климата: изменение концентрации ^{14}C (1) в образцах известного возраста [12] и изменение инсоляции (2) [13] в последние 12 тыс. лет.

Рассмотрим, как регистрируемые скорости изменения температуры в Арктике связаны с изменением во времени солнечного влияния (солнечных пятен и солнечного излучения). На рис. 1d приведены данные по концентрации ^{14}C в образцах известного возраста [12], отражающие изменение во времени солнечной активности и изменение солнечного излучения (инсоляции) [13], обусловленное орбитальным воздействием на климат. В целом, между данными по солнечному влиянию на климат, в том числе выделяемым периодам как в солнечном воздействии, так и в изменениями температур, прослеживается взаимосвязь.

3. Характер изменения климатических параметров в последние 2000 лет

Проанализируем закономерности изменения климатических параметров и данные по солнечному воздействию на климат в эпоху, наиболее охваченную детальными исследованиями изменений климата. Для того чтобы сделать корректные выводы из прокси данных, важно опираться на точную хронологическую картину исследуемых процессов. Котляков [14], используя радиоуглеродную и календарную датировки прокси данных температуры, получил надёжное указание на понижение температуры с ~6.5 тыс. лет назад (рис. 2a).

Важно также отметить, что уровень климатического оптимума голоцена, отмеченного 5,5 тыс. лет назад, оказался на 1.5^{o}C ниже максимальной температуры предыдущего межледниковья, когда никакого антропогенного воздействия на климат на Земле не было. И этот пик уже пройден – в течение последних 5–6 тыс. лет температура в целом продолжает понижаться, и современная эпоха находится на нисходящем отрезке кривой (напр., [15]).

Изучение древних уровней моря даёт представление о механизмах и темпах изменений уровня моря из-за тектонических процессов и климатических изменений (например, инсоляции из-за изменений орбиты Земли).

Рис. 2b представляет орбитальное воздействие (изменение инсоляции, наклонения орбиты и прецессии) на климат в северном полушарии течение голоцена [16]. Солнечная активность в прошлом зафиксирована в данных космогенных изотопов. Циклы различной продолжительности солнечной активности можно проследить в данных содержания радиоуглерода в атмосфере после устранения долговременного тренда (рис. 2c) [17].

Временной ряд глобального среднего уровня моря с 2000 года до н. э. по 2020 год н. э. представлен на рис. 2d [18]. Более темное и более светлое затенение указывают на ошибки в 1σ и 2σ соответственно. Временные ряды GMSL с 2000 года до н. э. по 2020 год н. э.

Реконструированные (измеренные) аномалии температуры относительно 1961–1990 гг. приведены на рис. 2e [19]. Линии представляют 30-летние медианы ансамбля с фильтром нижних частот для отдельных методов реконструкции. Серым цветом выделена область, охватывающая результаты реконструкции из всех семи методов. Черная кривая представляет инструментальные данные за 1850–2017 гг.

Реконструкции поверхностной температуры Арктики по данным прямых измерений, исторических и прокси данных для последних 2000 лет представлены на рис. 2f (1 – [20], 2 – [21]). Можно видеть различие в температурных шкалах на фактор 2.

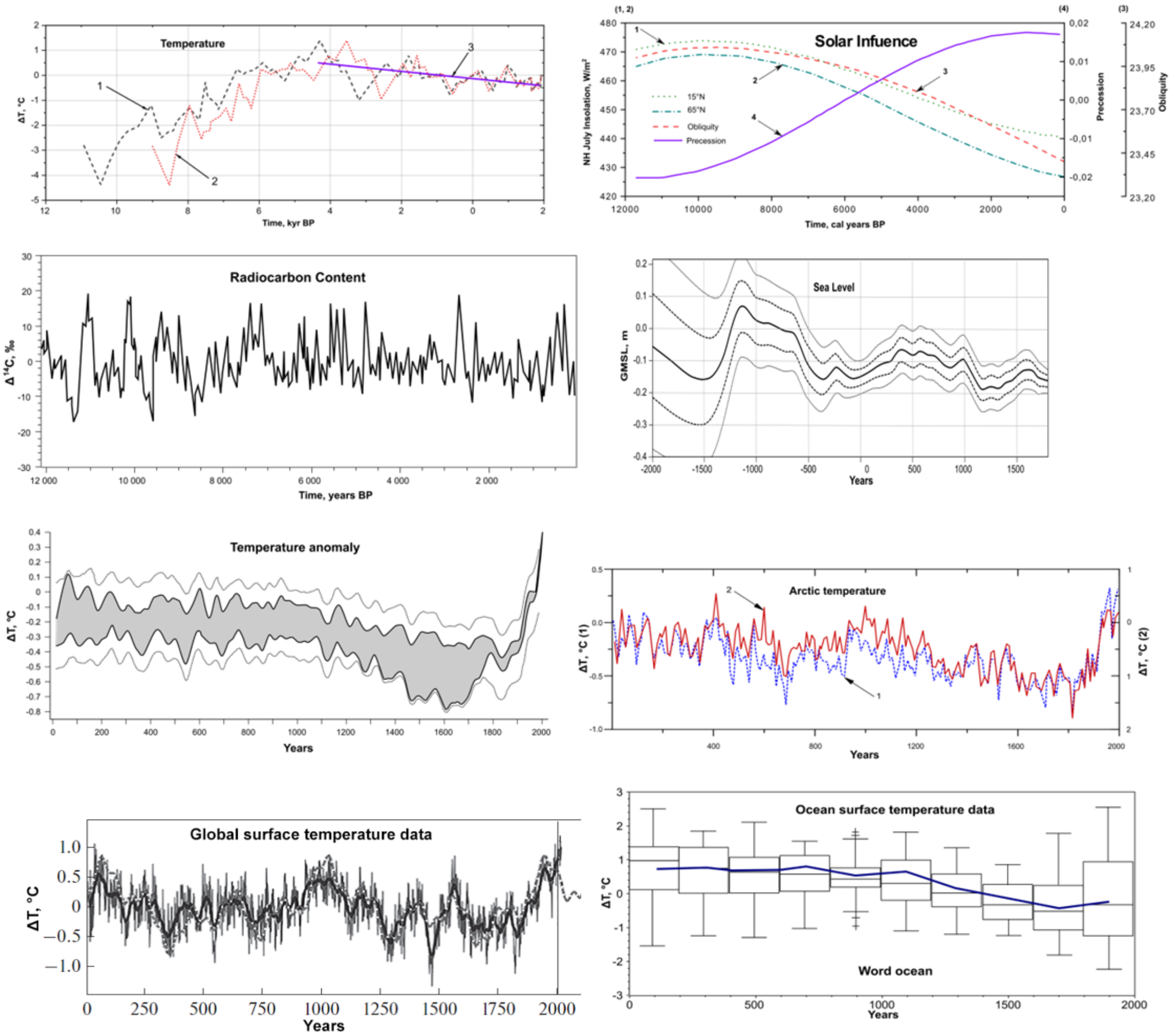


Рис. 2. Изменение климатических характеристик и солнечного воздействия на климат на интервале голоцена и в последние 2 тыс. лет:

a) Тренд (прямая линия 3) в изменениях годовой средней температуры после климатического оптимума голоцена (~6.5 тыс. лет назад) [14]. Кривые 1 и 2 показывают календарные (1) и радиоуглеродные (2) датировки исследованных образцов; **b)** Орбитальное воздействие на климат в северном полушарии течение голоцена (инсоляции в июле на 15^o с.ш. – 1 и 65^o с.ш. – 2; прецессии – 3, наклонения орбиты – 4) [15]; **c)** Вариации содержания радиоуглерода в атмосфере после устранения долговременного тренда [17]; **d)** Глобальный средний уровень моря (GMSL) с 2000 года до н. э. по 2020 год н. э. [18]. Пунктирные линии толстые и тонкие указывают на пределы ошибок в 1 и 2 сигмы, соответственно, в статистических оценках уровня моря: **e)** Реконструированная/измеренная глобальная температура за 2000 лет [19]. Ноль соответствует среднему значению температуры в интервале 1961–1990 гг.; **f)** Поверхностная температура Арктики (1 – [20], 2 – [21]); **g)** Глобальная поверхностная температура атмосферы [22]; **h -** Глобальная морская поверхностная температура [23].

На рис. 2g приведены значения глобальных поверхностных температур атмосферы [22], а на рис. 2h – усредненные по 200-летним интервалам значения глобальной морской поверхностной температуры [23]. Глобальная реконструкция температуры океана показывает тренд похолодания в течение последнего тысячелетия, исключая последние десятилетия.

Выводы

Исследование изменений глобального климата является одной из важнейших научных и практических проблем, Океаны являются системой жизнеобеспечения Земли, они регулируют глобальный климат, определяют температуру и управляют погодой, определяя количество осадков, засухи и наводнения и откликаются на солнечное воздействие.

Литература

1. *Котляков В.М.* Криосфера и жизнь // Экология и жизнь. № 11. С.51-60. 2010.
2. *Дианский Н.А., Багатинский В.А.* // Известия Российской Академии Наук. Физика атмосферы и океана. Т. 55. № 6. С. 157-170. 2019**.**
3. *Фёдоров В.М., Гребенников П.Б., Фролов Д.М.* // Арктика и Антарктика. № 2. С. 17-33. 2020.
4. *Hughes T.P., Kerry J.T., Baird A.H. et al.* // Nature. V. 556. P. 492–496. 2018.
5. *Praetorius S.*, *Rugenstein M., Persad G., et al.* // Nature Communications. 9 (1). 324. 2018.
6. *Marcott S.A., Shakun J.D., Clark .PU., Mix A.C.* // Science. 339(6124). P.1198–1201. 2013.
7. *Horton B.P. Kopp R.E., Garner A.J., et al.* // Annu. Rev. Environ. Resour. 43:481–521. 2018.
8. *Kaufman D., McKay N., Routson C.* et al. // Scientific Data*.* 7: 201. 2020.
9. *Shakun, J. D., Peter U., Clark P.U., He F., et al.* // Nature*.* 484. P. 49–54. 2012.
10. *Marcott S.A., Mix A.C., Liu Z.* // Nature. 484 P. 49–54 2012.
11. *Lecavalier B.S., Fisher D.A., Milne G.A. et al.* // PNAS. V. 114 (23). P. 5952–5957. 2017.
12. *Stuiver M., Reimer P.J., Bard E. et al.* // Radiocarbon. 40. P. 1041-1083. 1998.
13. *Berger A.* // J. Atmos. Sci. 35. P. 2362-2367. 1978.
14. *Kotlyakov V.M.* // Soln.-Zemnaya Fiz. No. 21. P. 110–114. 2012.
15. Dergachev V.A. // Geomagn. Aeron., V. 59, 7. P. 918-925. 2019.
16. *Berger A. and Loutre M. F.* // Quaternary Science Reviews. 10. P. 297–317. 1991.
17. *Stuiver M. and Braziunas T. F.* // Radiocarbon. 35. P. 137-189. 1993.
18. *Miller K.G., Schmelz W.J., Browning J.V. et al.* // Oceanography 33(2). P. 32–41. 2020.
19. *PAGES 2k Consortium* // Nature Geoscience. V. 12. P. 643–649. 2019.
20. *Kaufman D.S., Schneider D.P. et al.* // Science V. 325(5945). *P.* 1236-1239. 2009.
21. *PAGES 2k Consortium* // Nature Geoscience. V. 6, P 339–346. 2013.
22. *Lüdecke H.-J. and Weiss C.-O.* // Open Atmos. Sci. J. V. 11. P. 1874–2823. 2017.
23. *McGregor H.V. Evans M.N., Goose H. et al.* // Nature Geoscience. V. 8. P. 671-677. 2015.

ЗАТУХАНИЕ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ

Дертеев С.Б., Гаваев Б.С., Джимбеева Л.Н., Михаляев Б.Б.
Калмыцкий государственный университет, Элиста, Россия

A DAMPING OF MAGNETOACOUSTIC WAVES IN THE SOLAR CORONA

Derteev S.B., Gavaev B.S., Dzhimbeeva L.N., Mikhalyaev B.B.
Kalmyk State University, Elista, Russia

The observed rapid damping of coronal loop oscillations and its connection with the problem of wave heating of the corona, which was widely discussed about two decades ago, has not yet reached an acceptable and generally accepted end. Attempts to use various approaches to illuminate this issue continue, in particular, attention is paid to the difference in the behavior of loops located in different ranges of temperature values, and to the role of radiation in damping processes [1].

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-115-118

Как известно, колебания петель бывают нескольких видов, но самые изучаемые – это изгибные и продольные, которые, в свою очередь, объясняются различными механизмами, и также выделяют быстрые магнитозвуковые моды (Aschwanden, Fletcher, Schrijver, Alexander, 1999; Nakariakov, Ofman, DeLuca, Robetrs, Davila, 1999; Nakariakov, Ofman, 2001; Schrijver, Aschwanden, Title, 2002), и медленные магнитозвуковые моды (Kolotkov, Nakariakov, Zavershinskii, 2019; Duckenfield, Kolotkov, Nakariakov, 2021). В данной работе приоритет отдается изучению поведения БМЗВ, при этом учтены некоторые основные возможные механизмы, вследствие которых происходит быстрое затухание: 1) диссипация (вследствие вязкости, предположительно наибольший вклад ионная вязкость и теплопроводность, тоже предположительно, наибольший вклад вносит – электронная); 2) радиационные потери. На данном этапе ограничимся только этими.

В работе [2] изучались, по данным TRACE 171Å, изгибные колебания, время затухания которых ~ 10–24 мин, при этом среднее время радиационного охлаждения $\sim 2\times10^3$ с, среднее время охлаждения вследствие теплопроводности $\sim 9\times10^5$ с, $T = 0.95$ МК, $n = 10^9$ см$^{-3}$. Данная работа привела к теории о том, что наибольший возможный вклад в затухание БМЗВ вносит именно излучение, но не во всех температурных диапазонах, а при T~1–2 МК, таким образом, в работе [3] проводилось исследование влияния только излучения на скорость затухания БМЗВ в КУФ и рентгеновском диапазонах. Дальнейшее развитие теории привело к добавлению других механизмов, так как их влияние также остается велико, и в работе [4] к излучению добавилась диссипация (вязкость, теплопроводность) в тех же диапазонах, но также в линейном приближении.

В ряде других работ изучалось влияние затухания колебаний корональных петель вследствие вязкости в рентгеновском диапазоне, которое преобладает над теплопроводностью и излучением при T~10^6–$10^{8.6}$ K (Kano, Tsuneta, 1995; Priest, Foley, Heyvaerts, 1998; Копылова, Степанов, Цап, 2002; Степанов, Копылова, Цап и др. 2004).

Очень сильно результаты зависят от функции радиационных потерь, которая получается на основе анализа химического состава корональной плазмы и вклада ее составляющих в излучение с учетом эффектов переноса, имеет весьма сложную форму [5]. На отдельных температурных интервалах обычно используются аналитические аппроксимации $\Lambda(T) \approx \chi T^{\alpha}$[6].

Если сравнивать полученные данные работ [3] и [4] (рис. 1 и 2), то можно увидеть, что в области, где коэффициент аппроксимации α близок к нулю, наблюдается максимум, что соответствует температуре ~1–2 МК. Таким образом, можно заключить, что теория о том, что основной вклад в затухание МГД-волн в данном температурном диапазоне вносит излучение, имеет место на существование, но это не исключает огромное влияние других механизмов.

Исходя из предыдущих работ и с учетом того, что температура довольно большая, то можно уже перейти к рассмотрению нелинейных уравнений МГД, где также приняты во внимание излучение, теплопроводность и вязкость. Система исходных уравнений выглядит следующим образом

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} + (\rho_0 + \rho)\frac{\partial v_x}{\partial x} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} = \\ = -\frac{1}{(\rho_0+\rho)}\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{4}{3(\rho_0+\rho)}\eta\frac{\partial^2 v_x}{\partial x^2} - \frac{1}{4\pi(\rho_0+\rho)}\left(B_0 \sin\vartheta + B_y\right)\frac{\partial B_y}{\partial x}, \tag{2}$$

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_y}{\partial x} = \frac{\eta}{(\rho_0+\rho)}\frac{\partial^2 v_y}{\partial x^2} + \frac{1}{4\pi(\rho_0+\rho)}B_0 \cos\vartheta\frac{\partial B_y}{\partial x}, \tag{3}$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = B_0 \cos\vartheta \frac{\partial v_y}{\partial x} - \left(B_0 \sin\vartheta + B_y\right)\frac{\partial v_x}{\partial x} - v_x\frac{\partial B_y}{\partial x}, \tag{4}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + v_x\frac{\partial p}{\partial x} + \gamma(p_0+p)\frac{\partial v_x}{\partial x} = -(\gamma-1)\frac{M\varkappa_{||}}{R}cos^2\vartheta \times \\ \left(\frac{1}{(\rho_0+\rho)}\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{2}{(\rho_0+\rho)^2}\frac{\partial p}{\partial x}\frac{\partial \rho}{\partial x} + \frac{2(p_0+p)}{(\rho_0+\rho)^3}\left(\frac{\partial \rho}{\partial x}\right)^2 - \frac{(p_0+p)}{(\rho_0+\rho)^2}\frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2}\right) - \\ -(\gamma-1)(\rho_0+\rho)^2\Lambda(T) - (\gamma-1)(\rho_0+\rho)H + (\gamma-1)\frac{4}{3}\eta\left(\frac{\partial v_x}{\partial x}\right)^2 + \\ +(\gamma-1)\eta\left(\frac{\partial v_y}{\partial x}\right)^2, \tag{5}$$

Далее численно решаем систему, при этом задаем возмущение таким образом $\sim C\sin(kx - \omega t)$, задаем постоянные C, k, ω. Функция радиационных потерь бралась согласно [6], а нагрев H – постоянной величиной, более подробно можно ознакомиться в статье [7], и важно уточнить, что ионная вязкость и электронная теплопроводность тоже постоянные [8].

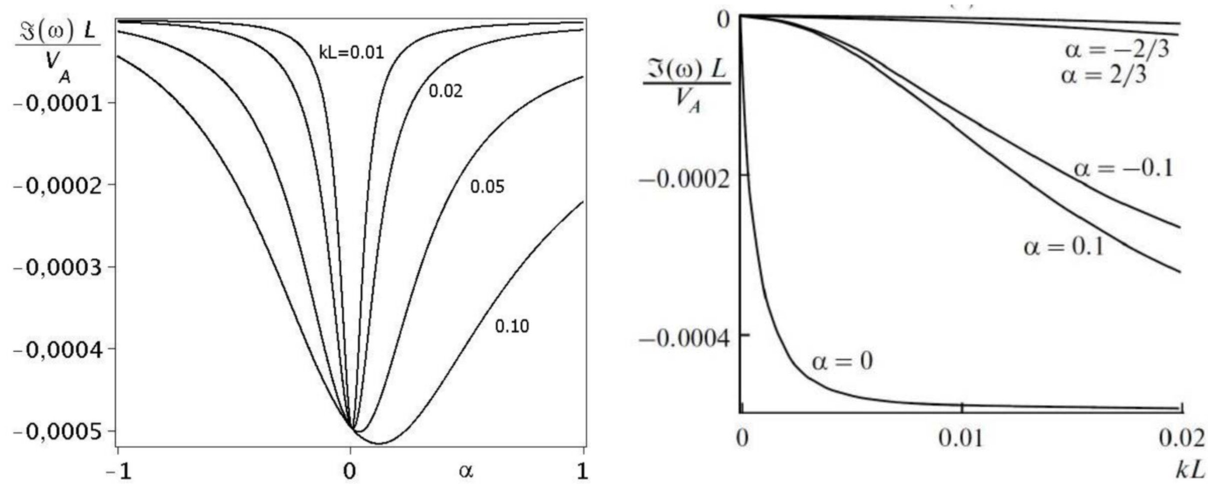


Рис. 1. Зависимость мнимой части частоты от α – слева, от k – справа [3]

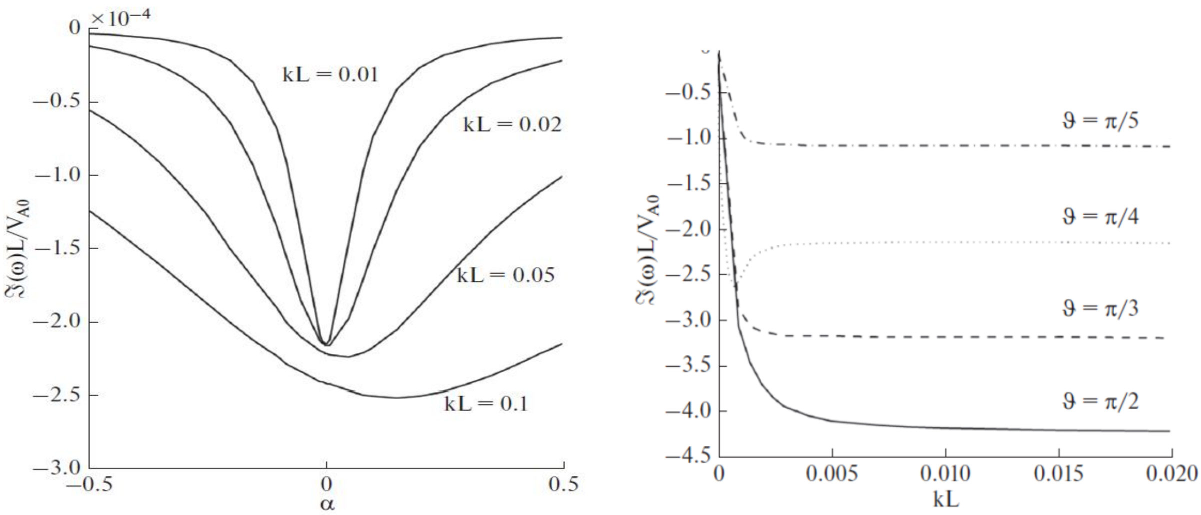


Рис. 2. Зависимость мнимой части частоты от α – слева, от k – справа [4]

В результате моделирования получим следующую картину (рис. 3), как видно с левой стороны начинается периодическое возмущение, которое через некоторый промежуток времени начинает затухать и сильно проявляется нелинейность.

Далее если мы «отключим» радиационные потери, то есть оставим только вязкость и теплопроводность, то картина меняется (рис. 4), как видно слева также начинается периодическое возмущение, но затухание происходит намного медленнее, то есть период затухания очень сильно увеличивается.

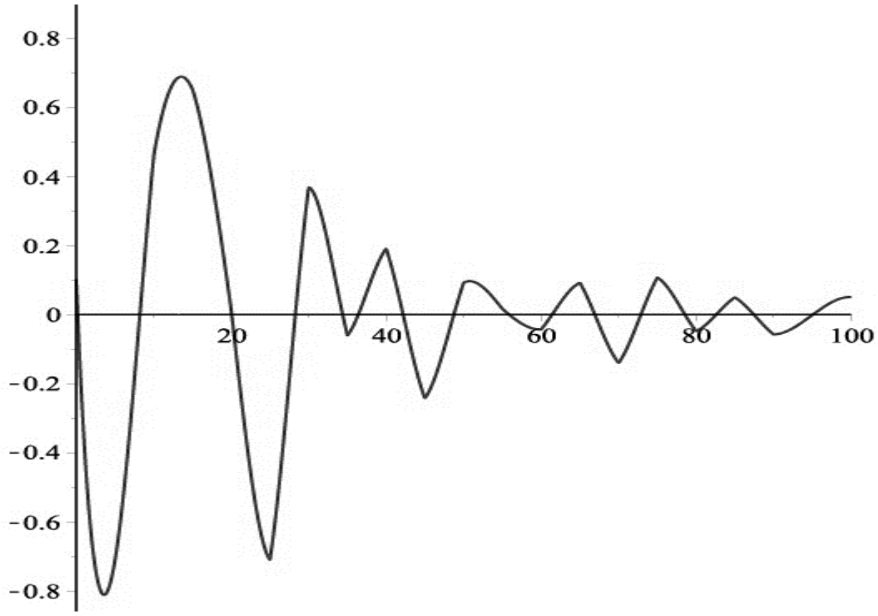


Рис. 3. Распространение возмущения с излучением, вязкостью и теплопроводностью

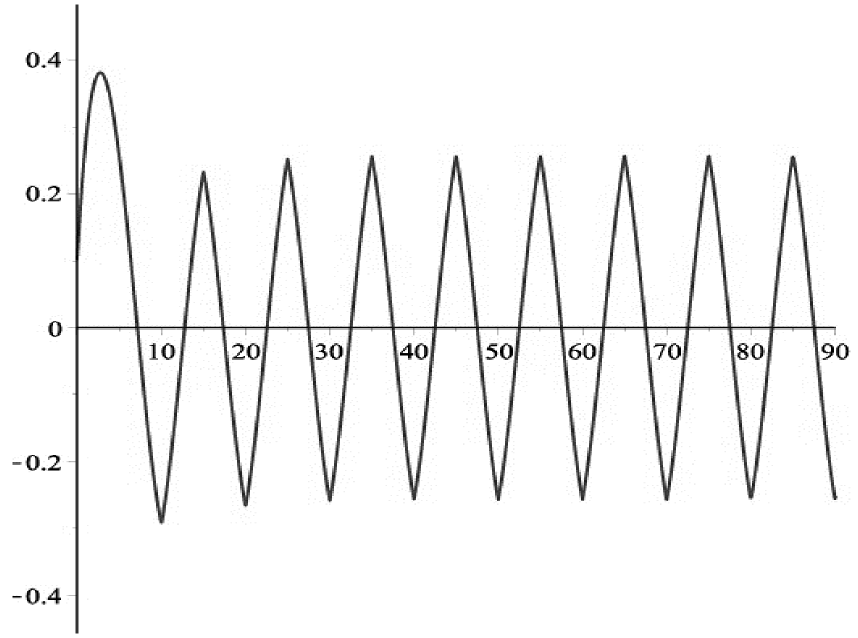


Рис. 4. Распространение возмущения с вязкостью и теплопроводностью, без излучения

Литература

1. *Priest E.R., Foley C.R., Heyvaerts J., et al.* // Nature, 1998, v. 393, p. 545.
2. *Aschwanden M.J., Terradas J.* // Astrophys. J., 2008, v. 686, p. L127.
3. *Mikhalyaev B.B., Veselovskii I.S., Khongorova O.V.* // Sol. Sys. Res., 2013. v. 47. p. 50-57.
4. *Mankaeva G.A., Derteev S.B., Bembitov D.B., Mikhalyaev B.B.* // G&A, 2017. Vol. 57. № 8. p. 1023-1027.
5. *Landi E., Landini M.* // Astron. Astrophys., 1999, v. 347, p. 401.
6. *Rosner R., Tucker W.H., Vaiana G.S.* // Astrophys. J., 1978, v. 220, p. 643-665.
7. *Reale F.* // The Astorphys. J. Lett, 2016. V. 826. L20.
8. *Braginskii S.I.,* in Reviews of Plasma Physics, edited by M.A. Leontovich (Consultants Bureau, New York, 1965), Vol. I, p. 205.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГРАНИЦЫ «ТЕНЬ-ПОЛУТЕНЬ». НАПРЯЖЕННОСТЬ И НАКЛОНЕНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НЕЙ

Ефремов В.И.[1], Соловьев А.А.[1], Парфиненко Л.Д.[1], Смирнова В.В.[2]
[1]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия

METHODS FOR DETERMINING THE UMBRAL BOUNDARY. VERTICAL MAGNETIC FIELD AND INCLINATION AT THE UMBRAL BOUNDARY

Efremov V.I.[1], Solov'ev A.A.[1], Parfinenko L.D.[1], Smirnova V.V.[2]
[1]Central (Pulkovo) astronomical observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia
[2]Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia

35 stable single sunspots of regular round shape are considered. The main attention is paid to three aspects: determining the position of the outer boundary of the sunspot umbra (UPB), identifying the nature of the change in the vertical component of the magnetic field "Bver" and the inclination "γ" of the total vector of the magnetic field. We used new instrument data (SDO/hmi) called Space-weather HMI Active Region Patches (SHARPs. To determine the boundary, 4 methods were considered, 3 of which were previously used for this purpose, and 1 method was proposed (Otsu Method) [5]. It is shown that there is no single Bver value that can be taken as the UPB (umbra-penumbra boundary) in all spots of different field strengths that we analyzed. The previously found threshold value (according to Hinode / SP data, [1]) of 1867 G with an almost constant Bver on the contour is not confirmed either by the results of this work or by the works of other authors [7]. We have obtained the values of <Bver> ~ 1.6 kG at the UPB border with a fairly large dispersion of the data. It is shown that the choice of the method for determining the UPB turns out to be essential in determining the dependence of the vertical component of the field Bver on its extreme value. It is noted that the value of the field inclination "γ" at the UPB boundary has an almost constant value (SD ~ 1.5–2.5 deg). An assumption was made, which should be verified in the future, that it is this constant at which a change in the magnetoconvection regime occurs in each specific spot.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-119-122

Введение

В последнее время появилось несколько новых работ [1, 2, 7], в которых обсуждаются различные режимы магнитоконвекции в тени и полутени пятна. Центральным вопросом является проведение границы тени-полутени и величины вертикального магнитного поля на ней. Так, Jurcák [1] исследовал свойства магнитного поля на границах тени и отметил, что вертикальный магнитный компонент поля Bver мало меняется по границам UPB. Среднее значение поля на границе составила 1867 Гс (Hinode/SP). Более того, эта величина не зависит ни от размера пятна, ни от цикла солнечной активности. Мы при помощи независимого математического метода попытались проверить эти утверждения.

Данные и анализ

Теперь доступны новые данные прибора SDO/hmi называемые как Space-weather HMI Active Region Patches (SHARPs) [3] с 12-минутной каденцией. SHARP данные доступны в двух координатных системах [6]: CCD и CEA, в последней для всех величин выполнен «ремепинг» (remap) в гелиографическую равновеликую цилиндрическую систему координат (heliographicCylindricalEqual-Area) [4]. Особенность системы CEA состоит в том, что используемое здесь преобразование Ламберта приводит рассматриваемый объект (Patch) к центральному меридиану (CM), т.е. «убирает» проекционный эффект.

В настоящее время для построения контура границы UPB на карте интенсивности, рекомендуется выбирать уровень на границе в 50% от интенсивности окружающей поверхности спокойного Солнца. Однако используя метод минимизации расстояния между контурами Ic и Bver [7], Fig4), было получено оптимальное значение в 53%, (Ic = 0,53Iqs) и соответствующее значение Bver = 1639 G, что почти на 250 G ниже заявленного ранее значения в 1867G [1]. Для независимого определения уровня этой границы, мы воспользовались 4 методами.

Методы

Кратко рассмотрим 4 метода, 3 из которых в той или иной мере ранее использовались для этой цели, и предложим 1 метод (Automated Methods for Finding Thresholds, Метод Оцу), который по нашему мнению, является наиболее эффективным в данной задаче.

1. «AdHoc»

Ранее был предложен выбор уровня на границе UPB в 50% от интенсивности окружающей поверхности спокойного Солнца [1], т.е. $I_{ctr} = кI_{qs}$, где к = 0,5. Иногда, этот порог снижается до 40% от QS, но мы ***не нашли сколь-нибудь ясного обоснования выбора данной величины*** и потому, назвали этот метод «*adhoc*».

2. «Otsu method»

Применительно к данной задаче он адаптирован следующим образом: разбив область поля на классы, вычисляем внутриклассовую дисперсию для каждой пары классов при любом пороге. Оптимальный порог – тот, который максимизирует различие между классами, он и есть граница объекта в пределах поля. Определение значения контура I_{ctr}, таким образом, происходит независимо математическим способом. Заметим, что в данном случае, коэффициент «k» не является универсальной константой для солнечных пятен и меняется от пятна к пятну.

3. «Gradient method»

Метод основан на определении «скачка» фотометрической плотности в разрезе, выполненном по пятну. Привлекательность метода состоит в простоте определения значения скачка и в том, что разрезы могут проходить произвольным образом. Метод дает значения Ictr близкие к вышеперечисленным двум методам, но регулярно большие, чем метод «adhoc».

4. «Tangent method»

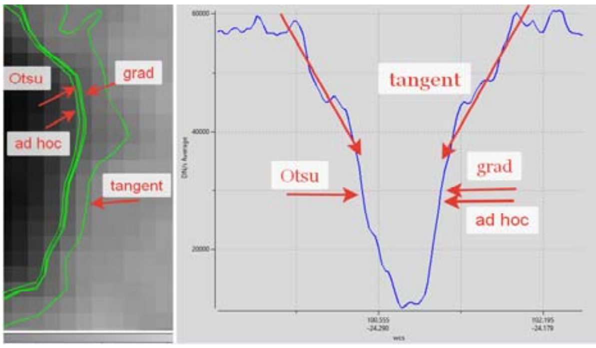


Рис. 1. Фрагмент контуров на карте hmi.sharp_720s.2121.20121018.cont.fits (слева), и их положение в разрезе пятна (справа).

Метод «касательных» довольно широко используется при исследовании морфологических особенностей пятен, в частности определения границы UPB. Метод дает завышенные оценки значения интенсивности для контура, поэтому значение контура, выбранное таким образом можно использовать в качестве определения дальней границы UPB [8]. Общее положение контуров, представлены на рис. 1.

Первые три метода дают почти одинаковые значения границы UPB в континууме, однако отклонение в 3% при построении Ic-контура, на первый взгляд незначительное, приводит к сильным изменениям значений Bver, в силу больших градиентов поля вблизи границы UPB.

Результаты и выводы

Исследованы 35 «правильных» одиночных солнечных пятен в диапазоне значений магнитного поля от 2 до 3 кГс. Показано, что при обходе по контуру, наклонение полного вектора магнитного поля «γ» остается практически постоянной величиной порядка 140 град (для северной полярности пятна 40 град, соответственно), имея SD ~1.5–2.5 град. На рис. 2 представлены средние по контуру значения компонента Bver по 35 пятнам. Контуры построены 2 методами: «adhoc» и «Otsu», соответственно. Видно, что контур, выбранный методом Отцу, дает в пределах исследуемого интервала значений магнитного поля, слабую линейную зависимость Bver от магнитного поля пятна Bextr, в то время как метод «adhoc» дает константу, что и было получено ранее в работе [1].

Таким образом, используя математический метод [5], мы показали, что внешняя граница тени пятна систематически выше 50% уровня от окружающего фона и превышение этого порога в каждом конкретном пятне различно.

Показано, что средняя по контуру величина поля <Bver> меняется слабо (1,5–1,7 кГс), в то время как сама вертикальная составляющая магнитного поля, в конкретном пятне, меняется значительно вдоль определяемого контура.

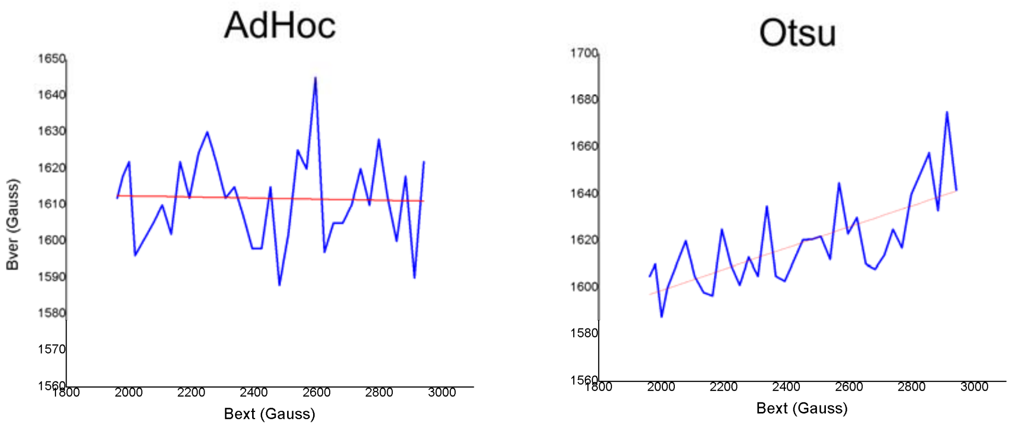


Рис. 2. Характер зависимостей Bver на контуре от экстремального значения поля в пятне для методов «adhoc» и «Otsu», соответственно.

Найденные значение «к» для уравнения $I_{ctr} = кI_{qs}$ за исключением некоторых пятен, систематически выше 50% уровня от окружающего фона и должны быть определены для каждого конкретного случая. Разброс значений коэффициента «к» для разных методов существенен и находится в пределах 0,46 до 0,67.

В то же время, упущенная ранее из рассмотрения такая величина как наклонение поля на контуре, «γ» остается практически постоянной величиной с очень малым изменением, имея SD ~ 1.5–2.5 град. По-видимому, именно она является той универсальной константой, при которой происходит смена режима магнитоконвекции в каждом конкретном пятне.

Литература

1. *Jurˇcák, J.* // A&A, 2011, 531, A118
2. *Jurˇcák, J., Bello González, N., Schlichenmaier, et.al.* // A&A, 2017, 597, A60
3. *Bobra, M.G., Sun, X., et.al.* // arXiv:1404.1879v1 [astro-ph.SR], 7 Apr 2014
4. *Calabretta, Mark R. and Greisen, E.W.* // arXiv:astro-ph/0207413v1 19 Jul 2002
5. *Otsu, N.A.* // IEEE Transactions on Systems, 1979. Vol. 9. №1. P. 62–66.
6. *Scherrer, P.H., Schou, J., et.al.* // Solar Phys. 2012. 275. 207.
7. *Schmassmann, M., et.al.* // arXiv:1810.09358v2 [astro-ph.SR], 12 Nov 2018
8. *Zhivanovich I., Solov'ev A.A., Smirnova V.V., et al.* // Astrophysics and Space Science. 2016. Vol. 361. article id. 102. 6 pp.

ИССЛЕДОВАНИЕ АНТИ-ХЕЙЛОВСКИХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ В СОЛНЕЧНОМ МИНИМУМЕ ПРИ ПОМОЩИ СИНТЕТИЧЕСКОГО ЦИКЛА

Жукова А.В.[1], Хлыстова А.И.[1,2], Абраменко В.И.[1], Соколов Д.Д.[3,4,5]
[1]Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия
[2]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
[3]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
[4]Московский центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия
[5]ИЗМИРАН им. Н.В. Пушкова, Троицк, Москва, Россия

STUDYING OF ANTI-HALE ACTIVE REGIONS IN THE SOLAR MINIMUM USING A SYNTHETIC CYCLE

Zhukova A.V.[1], Khlystova A.I.[1,2], Abramenko V.I.[1], Sokoloff D.D.[3,4,5]
[1]Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia
[2]Institute of Solar-Terrestrial Physics of SB RAS, Irkutsk, Russia
[3]Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
[4]Moscow Center for Fundamental and Applied Mathematics, Moscow, Russia
[5]IZMIRAN, Troytsk, Moscow, Russia

We used the catalog of anti-Hale ARs of the Crimean Astrophysical Observatory (CrAO) for period 1989–2020 (https://sun.crao.ru/databases/catalog-anti-hale), the Mount Wilson Magnetic Observations, SOHO/MDI(EIT) and SDO/HMI(AIA) data, the Debrecen Photoheliographic Data (DPD), and the USAF/NOAA Solar Region Summary (SRS) to study active regions (ARs) violating the Hale's polarity law in solar cycles 16–18 and 23, 24. We compiled a synthetic cycle (14838 ARs, including 367 anti-Hale groups) to provide sufficient significance of statistical study. Two synthetic cycles were combined with different overlap intervals to simulate a solar minimum. When the overlap interval was 1–2 years, the peaks in time variations of anti-Hale ARs percentage were observed, which is consistent with previous studies on real cycles. The phenomenon might be related to the manifestation of additional mechanisms for generating solar magnetic fields (for example fluctuation dynamo) during periods of low activity of the global dynamo.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-123-126

Модели магнитного цикла объясняют явление солнечной активности, но не в полной мере. Согласно современным представлениям, базирующимся на классических подходах [1, 2], генерация солнечных магнитных полей осуществляется за счет взаимного преобразования полоидального и тороидального магнитных полей, происходящего внутри Солнца с 11-летней периодичностью. Направление тороидального поля, характерное для данного цикла, определяет характеристики появляющихся на солнечной поверхности активных областей (АО).

В соответствии с законом полярностей Хейла [3] биполярные АО в северном и южном полушарии имеют противоположную полярность лидирующих пятен; полярность изменяется от цикла к циклу. Появление АО, нарушающих как этот, так и другие эмпирические законы, установленные для групп солнечных пятен (например, закон Джоя), не укладывается в рамки моделей магнитного цикла и не может быть полностью объяснено действием глобального динамо среднего поля [4].

Исследование АО с нарушением закона Хейла затруднено, поскольку малое число таких групп не обеспечивает достаточную достоверность статистических исследований. Авторы, исследовавшие анти-Хейловские группы пятен индивидуально, приводят данные об их относительном содержании ≈4% (см. ссылки в работе [5]); применение некоторых автоматических алгоритмов выделения АО показывает такие же результаты [6]. В качестве возможного решения статистических трудностей можно предложить объединение данных относительно анти-Хейловских АО за несколько циклов.

В качестве источников данных о группах солнечных пятен с нарушением закона полярностей Хейла нами использовались: каталог КрАО [5] (https://sun.crao.ru/databases/catalog-mmc-ars), содержащий информацию за 1989–2020 гг.; рабочая база данных А.Х., составленная по сводкам Mount Wilson Magnetic Observations, которые были опубликованы в 1920–1958 гг. в журнале PASP (https://iopscience.iop.org/journal/1538-3873). Для визуального просмотра АО нами использовались ежедневные данные полного диска Солнца инструментов SOHO/MDI и SDO/HMI (магнитограммы и continuum), инструментов SOHO/EIT и SDO/AIA (в линиях УФ). Использовались также фотогелиографические данные DPD (http://fenyi.solarobs.csfk.mta.hu/DPD/index.html) и база данных АО USAF/NOAA SRS (http://solarcyclescience.com).

Для корректного выделения АО каждого индивидуального цикла мы пользовались методикой проведения границ между циклами, предложенной в работе [7]. Соединение данных нескольких циклов является непростой задачей, поскольку циклы имеют разную длительность и амплитуду. Тем не менее, подобие циклов позволяет проводить с ними линейные преобразования [8]. Для лучшей подгонки мы провели такое преобразование не только по времени, как это делалось ранее, но и по широте. За нуль-пункт был принят момент, когда АО каждого из циклов появлялись регулярно (хотя бы 2–3 раза в месяц). Полученный синтетический цикл занимает по времени около 13 лет, т.к. его начальный и конечный периоды соответствуют периоду наложения реальных циклов (когда низкоширотные АО старого цикла и высокоширотные АО нового цикла появляются на диске одновременно). Для моделирования солнечного минимума мы состыковывали два синтетических цикла с разными интервалами наложения: один, два и три года.

Анализ временных изменений анти-Хейловских АО синтетического цикла показал следующее. В целом группы с обратной полярностью следуют циклу, что свидетельствует об их неразрывной связи с глобальным динамо и согласуется с выводами работы [9]. Для относительного числа анти-Хейловских АО при интервалах наложения один и два года (что соответствует наложению реальных циклов) в минимуме цикла наблюдаются пики. Полученный результат также согласуется с предыдущими исследованиями: рост доли анти-Хейловских АО в солнечном минимуме был обнаружен ранее для нескольких последовательностей циклов в работах [7, 10]. Однако интерпретации предлагались разные. В работе [7] это явление было связано с возможной сдвижкой магнитного экватора относительно гелиографического. В работе [10] была обсуждена возможная связь обнаруженного явления с флуктуациями магнитного поля и с проявлением мелкомасштабного динамо в минимуме цикла, когда воздействие глобального динамо наименее выражено.

Исследование широтно-временного распределения числа и доли анти-Хейловских АО в синтетическом цикле обнаружило свидетельства смещения магнитного экватора относительно гелиографического: вблизи экватора доля групп с обратной полярностью больше. Следует отметить, что предположения о несовпадении линий экваторов высказывались и ранее [11]. Более того, линия магнитного экватора может иметь сложную форму, как показали исследования, представленные в работе [12], и появление анти-Хейловских АО на разных широтах подтверждает это.

Тем не менее, не все результаты наблюдений можно объяснить в рамках объяснений, связанных с особенностями линии магнитного экватора. Увеличение доли анти-Хейловских групп пятен на разных широтах именно вблизи солнечного минимума, наблюдающееся на баттерфляй-диаграмме, может свидетельствовать о наличии дополнительного механизма генерации солнечных магнитных полей и поддерживает интерпретацию, представленную ранее в работе [10]. Вероятно, роль флуктуационного динамо в их конкурентном взаимодействии с глобальным динамо возрастает в минимуме цикла, что и приводит к увеличению доли нарушителей в этот период.

Предположение о растущем вмешательстве флуктуационного динамо в действие глобального динамо, проявляющемся в солнечном минимуме, поддерживает еще один наблюдательный факт. Как это следует и из широтно-временного распределения, полученного нами для синтетического цикла, и из тщательного анализа данных исходных циклов, практически все анти-Хейловские АО относятся к окончанию цикла, тогда как в начале цикла такие группы пятен практически не появляются на диске. Это может быть связано с тем, что сильное регулярное тороидальное поле нового цикла вытесняет на поверхность и ускоряет всплытие тороидального поля старого цикла, слабеющего и теряющего регулярность в ходе цикла. Разрозненные линии старого поля в большей степени подвержены влиянию флуктуаций, что может приводить к образованию большего относительного числа АО с нарушением закона полярностей.

Классификация АО выполнена А.Ж. и А.Х. при поддержке РНФ (проект 18-12-00131). В.А. благодарит Минобрнауки РФ (НИР 0831-2019-0006). Работа А.Х. с материалами PASP выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России. Д.С. благодарен фонду Базис за поддержку в рамках гранта 21-1-1-4-1.

Литература

1. *Parker, E.N.* // Astrophys. J., 1955, 122, 293.
2. *Babcock, H.W.* // Astrophys. J., 1961, 133, 572.
3. *Hale, G.E., Ellerman, F., Nicholson, S.B., Joy, A.H.* // Astrophys. J., 1919, 49, 153.
4. *Krause, F., Rädler, K.-H.* Mean-Field Magnetohydrodynamics and Dynamo Theory. – Pergamon, Oxford. 1980.
5. *Zhukova, A., Khlystova, A., Abramenko, V., Sokoloff, D.* // Solar Phys., 2020, 295, 165.
6. *Stenflo, J.O., Kosovichev, A.G.* // Astrophys. J., 2012, 745, 129.
7. *McClintock, B.H., Norton, A.A., Li, J.* // Astrophys. J., 2014, 797, 130.
8. *Hathaway, D.H.* // Living Rev. Solar Phys., 2015, 12, 4.
9. *Abramenko, V.I., Zhukova, A.V., Kutsenko, A.S.* // Geomagn. and Aeron., 2018, 58, 1159.
10. *Sokoloff, D., Khlystova, A., Abramenko, V.* // MNRAS, 2015,451, 1522.
11. *Zolotova, N.V., Ponyavin, D.I., Marwan, N., and Kurths, J.* // A&A, 2009, 503, 197.
12. *Obridko, V.N., Chertoprud, V.E., Ivanov, E.V.* // Solar Phys., 2011, 272, 59.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН В АКТИВНЫХ ОБЛАСТЯХ С ВЗРЫВНЫМИ ПРОЦЕССАМИ

Загайнова Ю.С.[1], Файнштейн В.Г.[2]
[1]*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, Троицк, Россия*
[2]*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия*

INVESTIGATION OF THE MAGNETIC PROPERTIES OF SUNSPOTS IN ACTIVE REGIONS WITH EXPLOSIVE PROCESSES

Zagainova Yu.S.[1], Fainshtein V.G.[2]
[1]*N.V. Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS, Moscow, Troitsk, Russia*
[2]*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

We continue our series of papers studying the effect of explosive processes (EP) in solar active regions (AR) on the magnetic characteristics of umbrae (EP are solar flares with no coronal mass ejections (CME) formed or CMEs formed in AR). Earlier, the focus was on examining the influence of EPs on the behaviour of the minimum angle α in the umbra, between magnetic field direction and the radial direction from the solar centre, (α_{min}), and the mean angle α in the umbra, <α>. This paper discusses the influence of EPs on the maximum, B_{max}, and mean value, <B>, of magnetic induction in the umbra. Moreover, we attempt to find which EP factor (flare or CME) has a higher effect on the magnetic properties of the umbra.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-127-130

1. Введение

Магнитное поле в тени солнечных пятен подвержено вариациям на различных масштабах времени [1, 2]. В ряде работ исследовались колебания магнитного поля в пятнах с периодами от нескольких минут до более 10 часов (о долгопериодических колебаниях см. [3]). При этом до последнего времени не было исследований, направленных на выяснение влияния взрывных процессов (ВП – вспышек, формирования корональных выбросов массы (КВМ)) в активных областях (АО) на магнитные свойства тени солнечных пятен в них. Мы решили восполнить этот пробел, опубликовав первые результаты исследования на эту тему в статьях [4, 5]. Наиболее подробная работа [5] посвящена изучению влияния ВП на минимальный α_{min} и средний <α> угол наклона вектора магнитной индукции к радиальному направлению из центра Солнца в пределах тени солнечного пятна. В данной работе добавлены результаты исследования влияния ВП на характеристики магнитного поля в пределах тени пятна – B_{max} (максимум магнитной индукции) и <B> – среднее значение магнитной индукции. Кроме этого, попытались выяснить относительную роль во влиянии на магнитные свойства тени пятна отдельно вспышек и КВМ.

2. Данные, методы их обработки и подходы к анализу результатов

В работе исследованы и сопоставлены влияния ВП на вариации углов α_{min} и <α>, а также B_{max} и <B> в тени солнечных пятен в следующих событиях: (1) в АО NOAA 11429, в которой сформировался быстрый КВМ (т.е. его линейная проекционная скорость $V_{lin} \geq 1300$ км/с) и была зарегистрирована мощная солнечная вспышка рентгеновского балла X5.4; (2) в АО NOAA 11563, в которой сформировался быстрый КВМ и произошла слабая вспышка балла C8.1; (3) в АО NOAA 12192, в которой произошла мощная вспышка балла X1.6 без формирования КВМ; (4) в АО NOAA 11618 сформировался медленный КВМ ($400 < V_{lin} \leq 600$ км/с) и возникла относительно сильная вспышка с баллом M3.5; (5) В АО NOAA 12146 сформировался медленный КВМ и произошла слабая вспышка баллом C2.2; (6) в АО NOAA 12686, где не были зарегистрированы, ни КВМ, и связанная с ним солнечная вспышка. Мы анализировали вариации характеристик магнитного поля в тени солнечных пятен в течение 6 часов до начала вспышки и 6 часов после ее начала. Для события без вспышки и КВМ аналогом момента начала вспышки была середина временного интервала длительностью 12 часов.

Характеристики магнитного поля в тени пятен находились с использованием векторных измерений фотосферного поля инструментом SDO/HMI. Угол наклона линий поля α находился с использованием соотношения: $cos(\alpha) = |B_r|/B$. Здесь B_r – радиальная компонента поля. Величина B_r находилась с помощью соотношения, включающего измеряемые величины: модуль вектора магнитной индукции B, угол δ между направлением поля и лучом зрения (inclination) и азимут – угол ψ, измеряемый в плоскости неба против часовой стрелки между направлением столбцов массива ПЗС-матрицы и проекцией вектора поля на эту плоскость. Положение пятен в области эрупции определялись по изображениям Солнца, полученным в континууме инструментом SDO/HMI.

3. Результаты

Наш анализ показал, что ВП заметно влияют на изменение в тени пятна поведения B_{max} и <B> после начала вспышки. В отдельных пятнах могут наблюдаться резкие скачки параметров магнитного поля, смена слабого изменения B_{max} и <B> со временем до начала вспышки на длительные нарастание или уменьшение и др. Но, в отличие от α_{min} и <α>, которые после начала ВП могут измениться в несколько раз, B_{max} и <B> изменяются не более чем на несколько десятков процентов. Оказалось, что характер изменения параметров поля и углов как до, так и после начала вспышки может существенно различаться. Наиболее существенно параметры α_{min}, <α>, B_{max} и <B> в тени пятен меняются во время события, связанного с инициацией быстрого КВМ и мощной солнечной вспышкой. Вышесказанное иллюстрируют рисунки для некоторых рассмотренных событий.

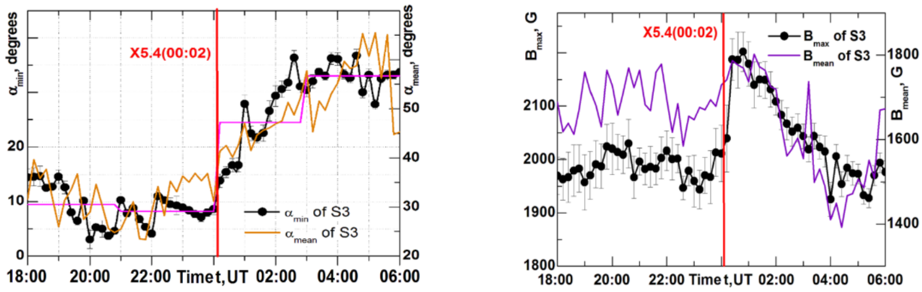


Рис. 1. Иллюстрация влияния ВП на α_{min} и <α> (левая панель) и B_{max} и <B> (правая панель) в тени одного из пятен для события в АО NOAA 11429 (быстрый КВМ, мощная вспышка).

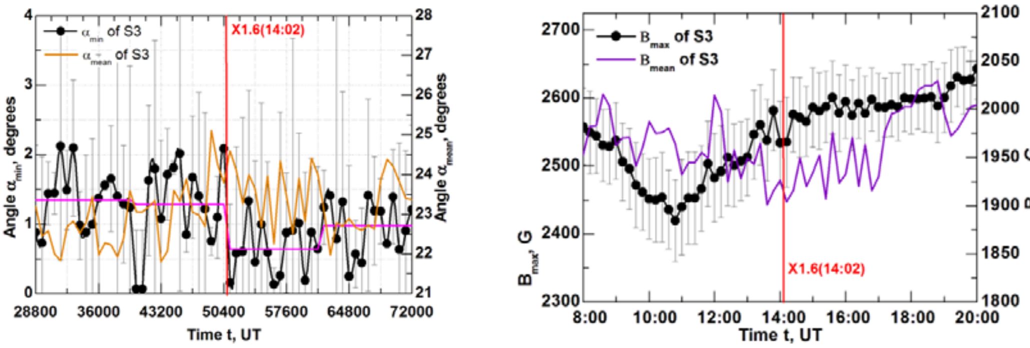


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но для события в АО в АО NOAA 12192 (сильная вспышка без формирования КВМ).

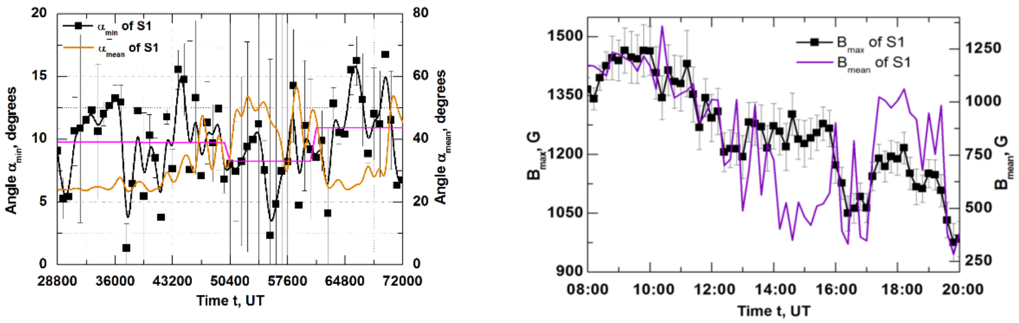


Рис. 3. То же, что на рис. 1, 2, но для события в АО NOAA 12686 (отсутствие ВП).

Из рис. 3 следует, что даже в отсутствие ВП углы и параметры поля демонстрируют заметные хаотические изменения со временем. Отметим, что характер изменения углов и параметров поля практически во всех пятнах АО существенно различается. Однако в тени отдельных пятнах (см. рис. 1) можно наблюдать изменение характера поведения исследуемых параметров магнитного поля с момента начала ВП в АО.

Из приведенных рисунков видно, что на фоне хаотических изменений параметров магнитного поля можно выделить периоды колебаний этих параметров. Мы построили спектры мощности таких колебаний для каждой рассмотренной АО, определенным образом усреднив спектры мощности колебаний параметров поля для пятен в группе. Сравнение спектров мощности колебаний B_{max} для события без ВП и для события с мощной X-вспышкой показано на рис. 4. Видно, что в последнем случае спектр мощности обогащается в широком диапазоне частот, и, особенно – высокими частотами. Обогащение высокими частотами наблюдается и для события с быстрым КВМ и мощной X-вспышкой, но, преимущественно, это видно на спектре мощности колебаний α_{min}.

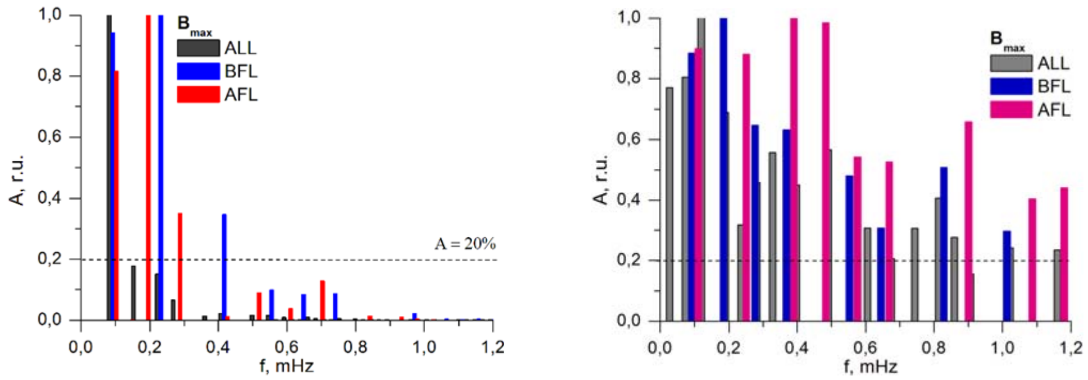


Рис. 4. Спектры мощности колебаний B_{max} для события без ВП (панель слева) и для события с мощной вспышкой без формирования КВМ (панель справа), где ALL означают спектры за весь период в 12 часов, BFL – период до начала ВП, AFL – после начала ВП.

Также были сопоставлены события с быстрым КВМ и мощной или слабой вспышкой, и с медленным КВМ с относительно сильной или слабой вспышкой. Оказалось, что быстрый КВМ со слабой вспышкой практически не влияет на поведение после начала вспышки углов наклона вектора магнитного поля, но заметно влияет на поведение B_{max} и $\langle B \rangle$, которые в большинстве рассмотренных пятен растут перед началом вспышки и выходят на плато или слабо уменьшаются после ее начала. В событии с медленным КВМ и слабой вспышкой практически не удалось обнаружить влияние ВП на поведение углов и значений поля после начала вспышки.

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

Литература

1. *Pen M.J., Livingston, W.* // Ap. J., 2006, 649, L45.
2. *Pevtsov A.A., Bertello L., Tlatov A.G., et al.* // Solar Phys., 2014, 289, 593.
3. *Griñón-Marín A.B., A. Pastor Yabar, H. Socas-Navarro et al.* // A&A, 2020, 635, A64.
4. *Zagainova Yu.S., Fainshtein V.G., Rudenko G.V., Obridko V.N.* // G&A., 2017, 57, 835.
5. *Zagainova Yu.S., Fainshtein V.G.* // G&A., 2021 (в печати).

ПЛАЗМЕННЫЙ МАЗЕР В ИОНОСФЕРЕ ЭКЗОПЛАНЕТЫ HD189733b

Зайцев В.В., Шапошников В.Е.
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

PLASMA MASER IN THE IONOSPHERE OF EXOPLANET HD189733b

Zaitsev V.V., Shaposhnikov V.E.
Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia

Using the example of hot Jupiter HD 189733b, the plasma mechanism of radio emission generation from exoplanets with a weak magnetic field is analyzed in order to clarify the conditions under which the maser effect for this mechanism can be realized. The plasma parameters, the required concentration of nonequilibrium electrons, as well as the energy density of plasma waves are determined, at which the plasma mechanism is sufficiently effective so that the resulting electromagnetic radiation can be detected on Earth by existing radio telescopes.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-131-134

1. Введение

Поиски радиоизлучения планет, находящихся за пределами Солнечной системы, проводились еще до их экспериментального обнаружения и интенсивно продолжаются до настоящего времени. Цель этих поисков – во-первых, расширить возможные методы обнаружения экзопланет и, во-вторых, получить оценки значений магнитных полей на экзопланетах. При анализе радиоизлучения экзопланет обычно предполагается, что механизмом радиоизлучения является электронный циклотронный мазер, который сразу дает информацию о величине магнитного поля. Вместе с тем, до настоящего времени многочисленные попытки обнаружить радиоизлучение экзопланет не дали убедительных результатов. Причина этой неудачи может оказаться в том, что ионосферы экзопланет могут быть наполнены достаточно плотной плазмой, так что не выполняется необходимое условие реализации электронно циклотронного мазера, когда электронная гирочастота f_c должна, как минимум, в три раза превышать плазменную частоту f_p . Действительно, для двух хорошо изученных горячих Юпитеров HD209458b и HD189733b были получены распределения магнитного поля и концентрации плазмы в их магнитосферах, [1–3], и оказалось, что большие плотности ионосферной плазмы сохраняются вплоть до границ магнитосфер, так что электронная гирочастота оказывается меньше плазменной, и генерация радиоизлучения за счет реализации механизма электронного циклотронного мазера невозможна. В связи с этим на примере экзопланеты HD189733b мы исследуем возможность реализации мазер-эффекта в рамках плазменного механизма радиоизлучения. Этот механизм представляет собой двухступенчатый процесс: вначале возбуждаются плазменные волны, а наблюдаемое электромагнитное излучение возникает на следующем этапе благодаря рассеянию плазменных волн на частицах плазмы или нелинейному слиянию двух плазменных волн друг с другом. Плазменный механизм генерации эффективен в условиях плотной плазмы, когда плазменная частота превышает электронную гирочастоту, поэтому он может проявляться на более высоких частотах по сравнению с частотами, на которых реализуется механизм электронного циклотронного мазера. Это обстоятельство может сместить поиски радиоизлучения экзопланет в сторону более высоких частот.

2. Генерация плазменных волн в слабозамагниченной ионосфере

Рассмотрим возможность реализации плазменного механизма генерации радиоизлучения в ионосфере горячего Юпитера HD 189733b. Указанная экзопланета имеет массу $M_p \approx 1{,}14 M_J$, радиус $R_p \approx 1{,}14 R_J$, магнитный момент $0{,}3\,\mu_J$ и орбитальное расстояние $\approx 0{,}031\,AU$. Индекс j здесь относится к соответствующим параметрам Юпитера. Максимальная концентрация плазмы в магнитосфере составляет $n_{max} \approx (3-5)10^9$ см$^{-3}$ ($f_p \approx 560\,MHz$) , а среднее магнитное поле $\approx 0{,}3 - 1{,}5\,G$ ($f_c \approx 0{,}9 - 4{,}5\,MHz$). Планета удалена от Земли на расстояние 19,3 pc. В данном случае большая плотность ионосферной плазмы сохраняется до границы магнитосферы $(2{,}2-3.2)R_p$, так что выполняется условие $f_c \ll f_p$, которое делает невозможной генерацию радиоизлучения за счет реализации механизма электронного циклотронного мазера [4] и позволяет исследовать генерацию плазменных волн в изотропной плазме на частотах $\omega_p^2 = \omega_L^2 + 3k_p^2 v_T^2$, где $\omega_L^2 = 4\pi e^2 n/m_e$, n – концентрация плазмы, k_p – волновой число плазменных волн, $v_T = \sqrt{k_B T/m_e}$ и T – тепловая скорость электронов и температура плазмы, k_B – постоянная Больцмана. Если в ионосфере экзопланеты кроме основной плазмы имеется компонента энергичных электронов с температурой $T_s \gg T$, концентрацией $n_1 \ll n$ и неравновесной функцией распределения, возникает возможность возбуждения плазменных волн. Если неравновесность обусловлена наличием «конуса потерь», что весьма вероятно для ионосферы при наличии даже достаточно слабого магнитного поля, возникает генерация плазменных волн с инкрементом [5] $\gamma \approx 3 \times 10^{-2} n_1 n^{-1} \omega_L$. Необходимым условием неустойчивости является превышение инкремента над эффективной частотой столкновений электронов с ионами, $\gamma > \nu_{ei} \approx 50n/T^{3/2}$, что зависит от распределения концентрации и температуры в ионосфере планеты.

На рис. 1 показано изменение концентрации и температуры с расстоянием от центра планеты (рисунок адаптирован из данных работы [4]). На рис. 2 приведены пороговые значения концентрации быстрых частиц, выше которых инкремент неустойчивости плазменных волн превышает эффективную частоту электрон-ионных столкновений.

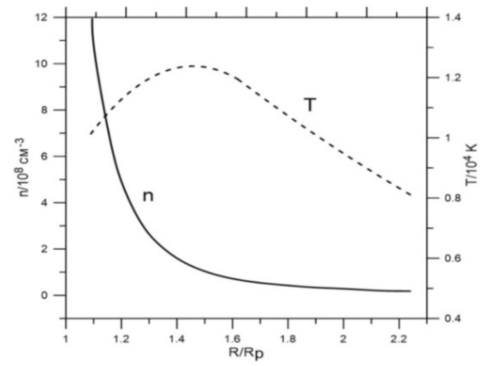


Рис. 1.

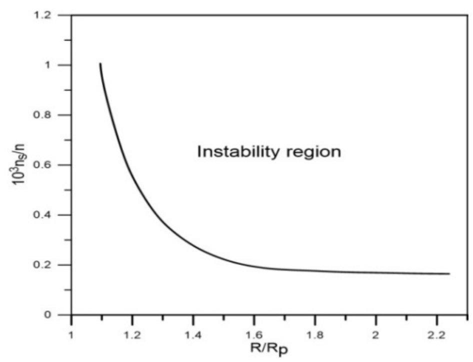


Рис. 2.

3. Мазер-эффект при рэлеевском рассеянии плазменных волн в электромагнитные

Рэлеевское рассеяние возбуждаемых плазменных на ионах основной плазмы приводит к радиоизлучению на частоте, близкой к частоте ленгмюровской волны. В уравнении для яркостной температуры радиоизлучения

$$\frac{dT_B}{dl} = a_{sc} - (\mu_{sc} + \mu_c)T_B. \quad (1)$$

В уравнении (1) член a_{sc} описывает спонтанное рассеяние плазменных волн в электромагнитные волны, μ_{sc} – коэффициент индуцированного рассеяния плазменных волн в электромагнитные, μ_c – коэффициент поглощения электромагнитных волн, обусловленный кулоновскими столкновениями электронов:

$$a_{sc} = \frac{\pi}{36}\frac{\omega_L^3 W_k}{v_g n v_T^2 k_p}, \qquad \mu_{sc} = -\frac{\pi}{108}\frac{m_e\omega_L^3}{m_i v_g n T v_T^2 k_p}\frac{\partial}{\partial k_p}\left(k_p W_k\right), \qquad \mu_c = \frac{\omega_L^2 \nu_{ei}}{\omega_t^2 v_g}. \quad (2)$$

В (2) $v_g = c(1-\omega_L^2/\omega_t^2)^{1/2} = \sqrt{3}ck_p v_T/\omega_p$ – групповая скорость электромагнитных волн с частотой $\omega_t^2 \approx \omega_p^2 = \omega_L^2 + 3k_p^2 v_T^2$ в области генерации плазменных волн, ω_t – частота электромагнитной волны, m_i – масса иона. Когда отрицательный коэффициент индуцированного рассеяния достаточно велик по модулю, тогда результирующий множитель в правой части уравнения переноса становится отрицательным, и индуцированный эффект при рэлеевском рассеянии становится преобладающим над столкновительным поглощением. В результате возникает экспоненциальная зависимость яркостной температуры и интенсивности электромагнитного излучения от плотности энергии плазменных волн, т.е. реализуется мазер-эффект при рэлеевском рассеянии плазменных волн в электромагнитные [6]

$$T_B = 3\frac{m_i}{m_e}T\left\{exp\left[\frac{\pi}{18\sqrt{3}}\frac{m_e}{m_i}\frac{\omega_p}{c}\frac{\langle v_{ph}\rangle}{v_T}L_n w\right] - 1\right\}exp(-\tau_c^{ext}), \quad (3)$$

где τ_c^{ext} – оптическая толщина столкновительного поглощения на пути от аионосфере экзпланеты вне области генерации плазменных волн и поглощение в плазме звездного ветра. Заметим, что при генерации излучения на второй гармонике плазменной частоты мазер-эффект не реализуется вследствие возникновения распада электромагнитной волны на две плазменные при больших интенсивностях. На рис. 3 приведены минимальные значения относительной плотности энергии плазменных волн W_p, необходимые для реализации на уровне Земли потока радиоизлучения в один Янский (сплошные линии), и частота генерируемого радиоизлучения (пунктирная линия) в зависимости от линейного размера источника в ионосфере экзопланеты.

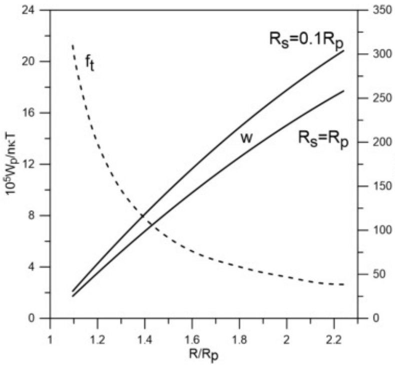


Рис. 3.

При этом соответствующие значения яркостной температуры в источнике радиоизлучения составляют $T_b \approx (10^{18} \div 5x10^{16})\ K$ в диапазоне частот $(50 \div 350)$ MHz. Актуальной остается проблема ускорения частиц в магнитосферах экзопланет, которая не рассматривалась в данной работе.

Работа поддержана грантом РНФ № 20-12-00268 (раздел 3), грантами РФФИ №№ 20-02-00108 (разделы 1,3), 19-02-00704 (разделы 1, 2), Минобрнауки РФ (Соглашение № 075-15-2020-780), а также Госзаданием (тема 0035-2019-0002)

Литература

1. *Shaikhislamov I.F., Khodachenko M.L., Sasunov Y.L., et al.* // Astrophys. J., 2014, V. 795, Issue 2, id. 132, 15 pp. DOI: 10.1088/0004-637X/795/2/132
2. *Kislyakova K.G., Holmstrom M., Lammer H., et al.* // Science, 2014, V. 346, Issue 6212, pp. 981-984. DOI: 10/1126/science.1257829
3. *Khodachenko M.L., Shaikhislamov I.F., Lammer H., Prokopov P.A.* // Astrophys. J., 2015, V. 813, Issue 1, article id. 50, 18 pp. DOI: 10.1088/0004-637X/813/1/50
4. *Weber C., Lammer H., Shaikhislamov I.F., et al.* // MNRAS, 2017, 469, 3505–3517. DOI: 10.1093/mnras/stx1099
5. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V.* // Astron. Astrophys., 1975, V. 45, No. 1, pp. 135-140.
6. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V.* // Solar Physics, 1983, V. 88, Issue 1-2, pp. 297-313. DOI 10.1007/BF00196194

СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ ПО ДАННЫМ АРХИВОВ ГЕОРГА КРИСТОФА ЭЙМАРТА

Золотова Н.В.[1], Вохмянин М.В.[1], Арльт Р.[2]
[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
[2]Потсдамский астрофизический институт, Потсдам, Германия

SOLAR ACTIVITY ACCORDING TO THE ARCHIVES OF GEORG CHRISTOPH EIMMART

Zolotova N.V.[1], Vokhmyanin M.V.[1], Arlt R.[2]
[1]Saint-Petersburg State University, Saint-Petersburg, Russia
[2]Leibniz Institute for Astrophysics Potsdam, Potsdam, Germany

The period of the Maunder minimum (1645–1715) is well known due to the observations of astronomers at the Paris Observatory: Picard, father and son La Hire, Cassini and their students. Thanks to their drawings of the solar disk, we know the pattern of the spatio-temporal distribution of sunspots from 1670 to 1719. As we digitize and analyze the historical drawings of sunspots made by other observers during the Maunder minimum, we have a unique opportunity to supplement the catalog of Hoyt and Schatten and compare the observations of Parisian astronomers with those of their contemporaries. We present the results of reconstructing the parameters of solar activity from the archives of Georg Christoph Eimmart.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-135-138

Введение

Параметры солнечной активности в период минимума Маундера представляют особый интерес для исследователей в области физики Солнца. Согласно наблюдательным данным [1, 2] в период 1645–1715 гг. солнечная активность была низкой и асимметричной относительно экватора. В работах [3, 4] вновь была озвучена гипотеза [5] о том, что солнечная активность в период минимума Маундера могла быть не такой низкой как считается. Однако, данная гипотеза была подвергнута критике [6–8]. Ясность в вопрос о параметрах солнечной активности в прошлом могут внести восстановленные данные из исторических архивов [1, 2]. Такая работа активно ведется многими исследователями [9–16]. В недавней работе [17] были представлены результаты анализа архивов Георга Кристофа Эймарта, хранящиеся в фондах Российской национальной библиотеки. Однако, к сожалению, не все тома были оцифрованы.

В данной работе мы представляем предварительные результаты восстановления числа групп пятен, площадей пятен и их широтно-временное распределение по наблюдениям Иоганна Кристофа Мюллера из архивов Эймарта в конце минимума Маундера.

Результаты анализа

На рисунке 1 представлены примеры зарисовок Мюллера из тома 56 фонда 998 [18]. Наблюдения проводились под Прагой с 20 апреля 1719 г. по 27 мая 1720 г. и, вероятно, относятся к максимуму цикла –3. Данные зарисовки выделяет следующая особенность – у многих пятен полутень не окружает тень пятна, а находится лишь с одной стороны. На современных снимках также есть случаи, когда полутень располагается сбоку, однако, они редки. Как и для других исторических архивов, на зарисовках Мюллера наблюдается недостаток маленьких групп пятен, площадью менее 60 м.д.п. [19]. В сравнении с различными интервалами наблюдений из гринвичского каталога на зарисовках Мюллера не хватает от 15 до 55% маленьких групп пятен.

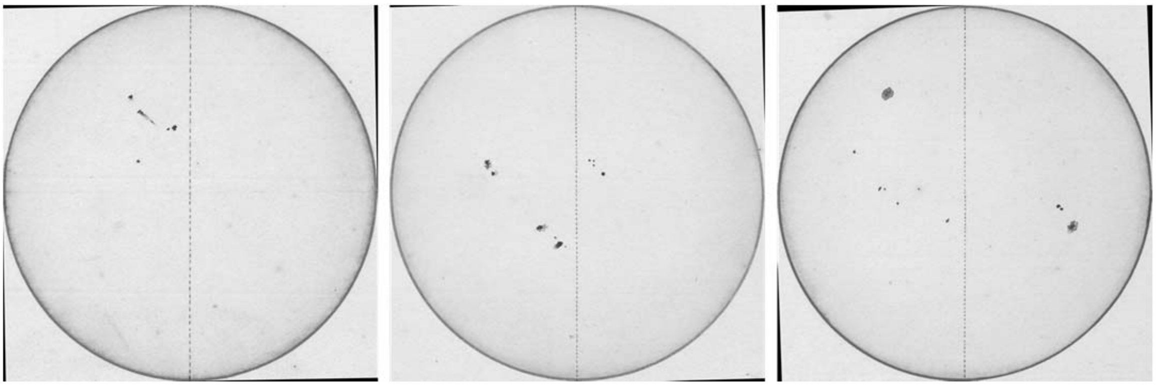


Рис. 1. Примеры зарисовок Мюллера в 1719 г., слева направо 21 апреля, 15 июня, 4 июля [18].

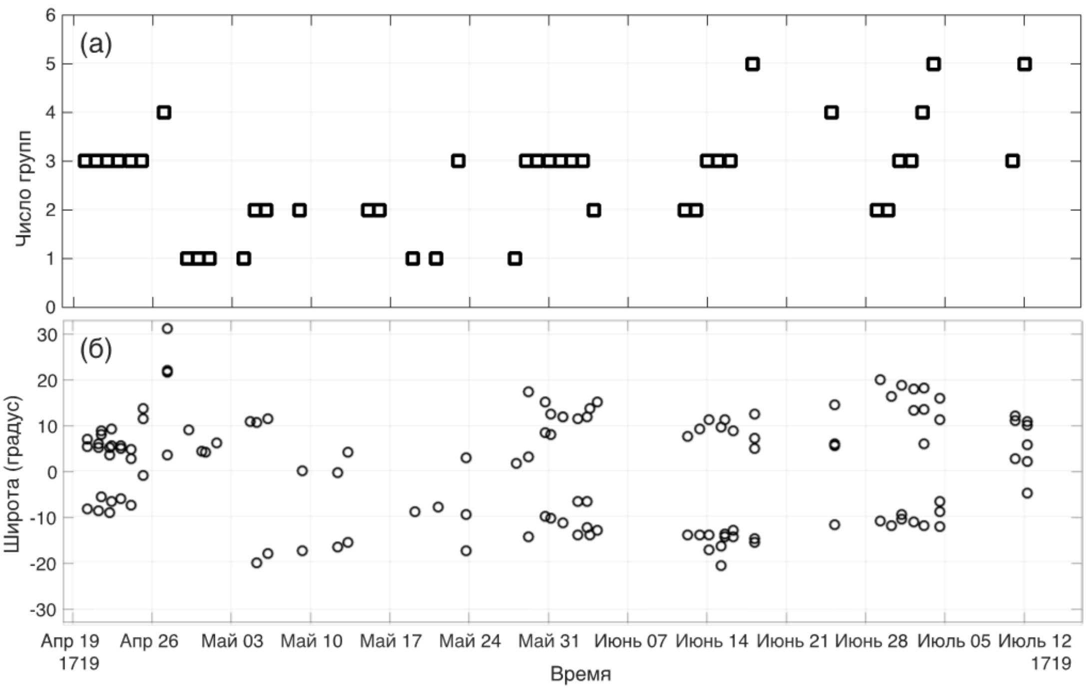


Рис. 2. (а) Ежедневные числа групп солнечных пятен; (б) широтно-временное распределение групп пятен по данным наблюдений Мюллера в 1719 г.

На рисунке 2(а) показано число групп пятен, посчитанное нами для данного наблюдателя. В сравнении с базой данных Хойта и Шатена [20] мы назначили приблизительно такое же количество групп. В среднем Мюллер зарисовывал порядка трех групп пятен в день.

На рисунке 2(б) показано широтно-временное распределение групп пятен в 1719 г. Широты и долготы восстановлены согласно информации Мюллера о времени наблюдения. Отметим, что пятна редко попадают в область экватора и в основном сосредоточены в области средних широт 10–20 градусов. Мы также применяли другой метод для извлечения информации о широтах пятен – минимизировали их разброс по широте при движении по диску Солнца. Результаты двух методов хорошо согласуются. Различие в широтах в среднем не более 3 градусов.

Выводы

В данной работе мы представили результаты реконструкции солнечной активности по зарисовкам Иоганна Кристофа Мюллера, хранящихся в архивах наблюдений Георга Кристофа Эймарта. Наблюдения относятся к максимуму цикла –3. Мы извлекли данные о числе пятен и групп солнечных пятен, их площадях и гелиокоординатах. Также данный архив содержит солнечные зарисовки Петруса Саксония, Иоганна Генриха Хоффмана, Иоганна Филиппа Вурзельбау и др. В дальнейшем мы планируем сравнить полученные данные о солнечной активности из архива Эймарта с наблюдениями Ля Ира и Кирха.

Литература

1. *Arlt, R., Vaquero, J.M.* Historical sunspot records // Living Reviews in Solar Physics, v. 17, Issue 1, article id.1, 2020.
2. *Munoz-Jaramillo, A., Vaquero, J.M.* Visualization of the challenges and limitations of the long-term sunspot number record // Nature Astronomy, v. 3, 205, 2019.
3. *Zolotova, N., Ponyavin, D.* The Maunder minimum is not as grand as it seemed to be // Astrophysical Journal, v. 800:42, 2015.
4. *Zolotova, N., Ponyavin, D.* How Deep Was the Maunder Minimum? // Solar Physics, v. 291:2869–289, 2016.
5. *Витинский, Ю.И., Копецкий, М., Куклин, Г.В.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М.: Наука. – 1986.
6. *Usoskin, I.G., Arlt, R., Asvestari, E., et al.* The Maunder minimum (1645-1715) was indeed a grand minimum: A reassessment of multiple datasets // Astronomy & Astrophysics, v. 581, id.A95, 2015.
7. *Vaquero, J.M., Kovaltsov, G.A., Usoskin, I.G., et al.* Level and length of cyclic solar activity during the Maunder minimum as deduced from the active-day statistics // Astronomy & Astrophysics, v. 577, id.A71, 2015.
8. *Carrasco, V.M.S., Hayakawa, H., Kuroyanagi, C., et al.* Strong evidence of low levels of solar activity during the Maunder Minimum // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 504, Issue 4, pp.5199-5204, 2021.

9. *Vaquero, J.M., Vazquez, M.* The Sun recorded through history: scientific data extracted from historical documents // Astrophysics and Space Science Library, v. 361, Berlin: Springer, 2009.
10. *Hayakawa, H., Iju, T., Uneme, S., et al.* Reanalyses of the sunspot observations of Fogelius and Siverus: two 'long-term' observers during the Maunder minimum // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, v. 506, Issue 1, pp.650-658, 2021.
11. *Carrasco, V.M.S., Vaquero, J.M., Gallego, M.C., et al.* Sunspot characteristics at the onset of the Maunder minimum based on the observations of Hevelius // Astrophysical J., v. 886(1), 18, 2019.
12. *Arlt, R., Senthamizh Pavai, V., Schmiel, C., Spada, F.* Sunspot positions, areas, and group tilt angles for 1611-1631 from observations by Christoph Scheiner // Astronomy and Astrophysics, v. 595, A104, 2016.
13. *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 the Maunder Minimum // Solar Physics, v. 296, Issue 4, article id.59, 2021.
14. *Carrasco, V.M.S., Vaquero, J.M., Gallego, M.C.* A forgotten sunspot record during the Maunder Minimum (Jean Charles Gallet, 1677) // Publications of the Astronomical Society of Japan, v. 73, Issue 3, pp.747-752, 2021.
15. *Carrasco, V.M.S., Bertolin, C., Dominguez-Castro, F., et al.* Sunspot Records by Antonio Colla Just After the Dalton Minimum? // Solar Physics, v. 295, Issue 8, article id.112, 2020.
16. *Neuhauser, R., Arlt, R., Richter, S.* Reconstructed sunspot positions in the Maunder minimum based on the correspondence of Gottfried Kirch // Astronomische Nachrichten, v. 339, Issue 4, pp. 219-267, 2018.
17. *Hayakawa, H., Kuroyanagi, C., Carrasco, V.M.S., et al.* Sunspot Observations at the Eimmart Observatory and in Its Neighborhood during the Late Maunder Minimum (1681-1718) // Astrophysical Journal, v. 909, Issue 2, id.166, 2021.
18. *Эймарт, Г.Х.*, Архив Эймарта, фонд 998, Российская национальная библиотека.
19. *Vokhmyanin, M., Arlt, R., Zolotova, N.* Sunspot Positions and Areas from Observations by Cigoli, Galilei, Cologna, Scheiner, and Colonna in 1612–1614 // Solar Physics, v. 296:4, 2021.
20. *Hoyt, D.V., Schatten, K.H.* Group Sunspot Numbers: A New Solar Activity Reconstruction // Solar Physics, v. 181, Issue 2, p. 491-512, 1998.

ДВЕ ФАЗЫ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА И ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ЕГО ФОРМЫ

Иванов В.Г.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

TWO PHASES OF 11-YEAR CYCLE AND PARAMETERISATION OF ITS FORM

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

As it was shown in [1–3], the curve of the 11-year cycle of solar activity tends to a universal form at the second part of the descending phase. In that time the dynamic system that describes the cycle is simplified, which can be explained by magnetic field diffusion processes dominance in this phase. We present a parameterization of the cycle form that takes into account this feature of the cycle and described by a system of simple differential equations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-139-142

Поиски эмпирических зависимостей, описывающих форму 11-летнего цикла солнечной активности, восходят к XIX веку, и за последние 150 лет были сделаны многочисленные попытки аппроксимировать эту зависимость (см., например, [4, 5] и ссылки в этих работах). Такие попытки, как правило, носят формально-математический характер: ищутся функции с минимальным числом параметров, которые описывают поведение пятенного индекса.

Между тем, 11-летний цикл имеет некоторые физические особенности, которые следует учитывать при его описании. Его можно разделить на две качественно различные фазы. На фазе роста («взрывной») происходит быстрый рост активности, а на фазе спада («диффузионной») – её более плавное затухание.

Как показано в [1–3], на фазе спада кривая активности стремится к универсальной форме, слабо зависящей от мощности цикла. Такое поведение, как указано в [2], можно объяснить тем, что в это время происходит диффузия тороидальных магнитных полей, их генерация подавлена, динамика системы упрощается, и её можно описать дифференциальным уравнением первого порядка [3]

$$\frac{dF}{dt} = -\frac{A}{(F+\alpha)^2}F \,. \quad (1)$$

Свойство универсальности диффузионной фазы проиллюстрировано на рис. 1, где каждая из циклических кривых сдвинута по времени на Δt_i относительно своего минимума. (Здесь и далее в качестве индекса активности мы будем использовать среднемесячные значения рекалиброванного ряда чисел Вольфа S_N [6] за 1749–2021 годы, сглаженные гауссовым фильтром с σ = 12 месяцев.) Как было показано в [1, 3], сдвиги Δt_i можно подобрать таким образом, чтобы соответствующие части кривых почти совпали.

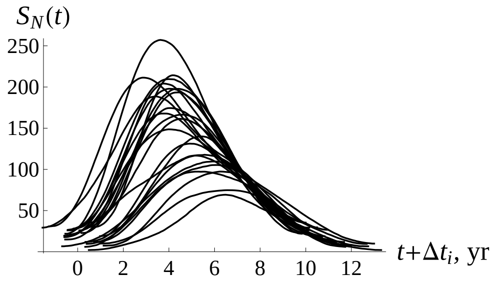


Рис. 1. Циклические кривые для 11-летних циклов 1–22, сдвинутые на Δt_i до совмещения фаз спада.

Поставим задачу найти дифференциальное уравнение, описывающее такую особенность цикла. Начнём с простейшей системы с сосредоточенными параметрами, которую можно получить усреднением уравнений αω-динамо по зоне генерации (см., например, [7]):

$$\begin{aligned} \frac{dB_\varphi}{dt} &= \omega B_p - \frac{B_\varphi}{\tau_d}, \\ \frac{dB_p}{dt} &= \frac{\alpha}{L} B_\varphi - \frac{B_p}{\tau_d}, \end{aligned} \tag{2}$$

где B_φ и B_p – усреднённые напряжённости тороидального и полоидального полей, ω, α, τ_d и L – характерные значения дифференциального вращения, альфа-эффекта, времени омической диффузии и размеров зоны генерации соответственно. Зададим также начальные условия $B_\varphi(0) = 0$ и $B_p(0) = B_{p0}$. Решение уравнения (2) – затухающие колебания с периодом $T = 2\pi\sqrt{\dfrac{L}{\alpha\omega}}$.

Для того чтобы описать две фазы цикла, введём в уравнение (2) функции $h_i(t)$, подавляющие определённые члены уравнения в нужное время:

$$\begin{aligned} \frac{dB_\varphi}{dt} &= h_\omega(t)\omega B_p - h_{\tau\varphi}(t)\frac{B_\varphi}{\tau_d}, \\ \frac{dB_p}{dt} &= h_\alpha(t)\frac{\alpha}{L} B_\varphi - h_{\tau p}(t)\frac{B_p}{\tau_d}. \end{aligned} \tag{3}$$

Для описания диффузионной фазы нам достаточно потребовать, чтобы $h_\omega \approx 0$, $h_{\tau\varphi} \approx 1$, а для описания взрывной – $h_\omega \approx 1$, $h_{\tau\varphi} \approx 0$. Определим «функцию подавления» $h(t;c,n) = \dfrac{1}{1+(ct)^n}$ и положим $h_\omega(t) = 1 - h_{\tau\varphi}(t) = h(t;c,n)$, где параметры c и n будут найдены ниже. В общем случае могли бы быть введены и функции h_α и $h_{\tau p}$, однако мы будем считать их тождественно равными единице.

Таким образом, мы определили семейство кривых, заданных системой дифференциальных уравнений (3) с шестью параметрами: n, ω, α/L, τ_d, c, B_{p0}. Для обеспечения гладкости решения будем считать, что пятенный индекс пропорционален $(B_\varphi)^2$.

Можно показать, что $(B_\varphi)^2$ не зависит от отношения $\alpha/L\omega$, которое мы, таким образом, можем положить равным единице. Мы также будем предполагать, что параметры n, τ_d, c характеризуют систему целиком и не изменяются от цикла к циклу (и при этом будем считать n целым), а i-й цикл описывают параметры $B_{p0,i}$ и T_i (таким образом, $\omega_i = (\alpha/L)_i = 2\pi/T_i$).

На рис. 2 изображены фазовые диаграммы и семейства кривых, описывающие форму цикла для различных наборов параметров. Из диаграмм (а) и (в) видно, что на фазе спада (при $d(B_\varphi)^2/dt < 0$) фазовые кривые «слипаются», и динамика системы, как и следовало ожидать, упрощается. Это же видно на графиках (б) и (г), на которых описывающие 11-летний цикл кривые, при определённом подборе сдвигов Δt_i, на фазе спада практически совмещаются, т.е. имеют форму, не зависящую от параметров цикла (ср. с рис. 1).

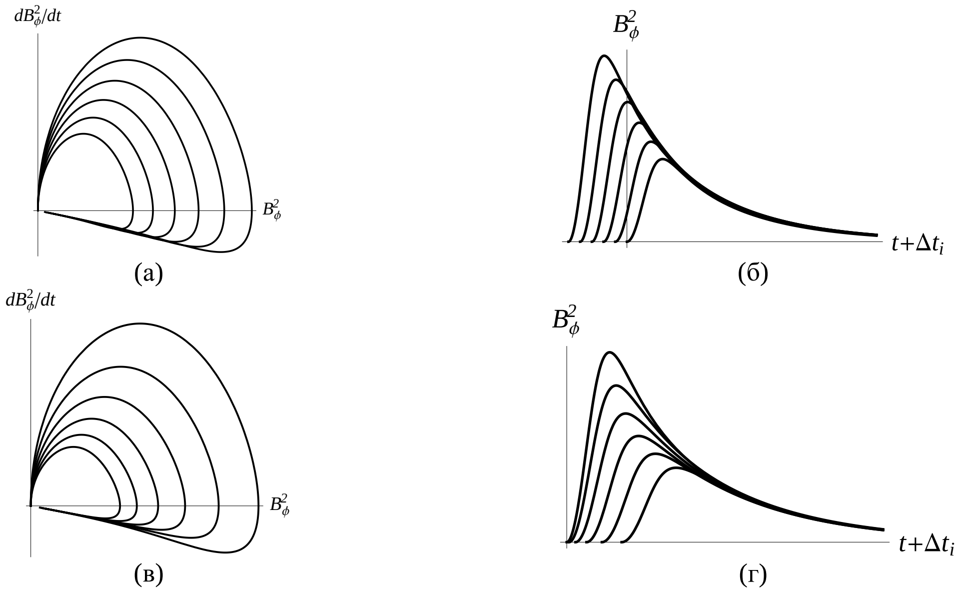


Рис. 2. Семейства кривых, описываемых системой (3). (а) Фазовая диаграмма для величин $(B_\varphi)^2$ и $d(B_\varphi)^2/dt$ и параметров $n = 4$, $c = 0.5$ yr^{-1}, $\tau_d = 11$ yr, $T = 11$ yr и $B_{p0,i} = 100, 110, ..., 150$; (б) соответствующие формы циклических кривых для сдвигов $\Delta t_i = 0, 0.75, ..., 4.5$ yr; (в) фазовая диаграмма для тех же n, c, τ_d и $T_i = 10, 11, ..., 15$ yr, $B_{p0,i} = 100$; (г) соответствующие формы циклических кривых для сдвигов $\Delta t_i = 0, (1/3)^2, ... (5/3)^2$ yr.

Введём величину $(\Delta_i)^2$ – среднеквадратичное отклонение наблюдаемой формы i-го цикла от формы, описываемой системой (3). Задача поиска характеристик уравнения делится, таким образом, на два этапа: 1) поиск параметров n, τ_d, c, минимизирующих сумму $(\Delta_i)^2$ по всем циклам и 2) поиск параметров $B_{p0,i}$ и T_i, минимизирующих $(\Delta_i)^2$ для i-го цикла.

Минимизация даёт $n = 4$, $\tau_d = 5.4$ yr, $c = 0.13$ yr^{-1}, а параметры отдельных циклов приведены в таблице. В таблице также приведены величины Δ_i для нашей параметризации и, для сравнения, соответствующие отклонения Δ_i^* в случае одной из традиционно используемых для описания 11-летнего цикла кривых, задаваемых функцией Пирсона 3-го вида Ft^3e^{-bt}, которая также имеет два свободных параметра – F и b [4]. Номера циклов, для которых $\Delta_i > \Delta_i^*$, отмечены звёздочкой.

Таблица.

i	T_i	$B_{p0,i}$	Δ_i	Δ_i^*	i	T_i	$B_{p0,i}$	Δ_i	Δ_i^*
					13	24.2	61	3.76	5.45
2	20.8	92	4.93	6.84	14	26.3	54	5.69	7.58
3*	18.0	109	8.06	5.55	15	25.1	69	10.24	12.36
4*	25.2	95	13.49	7.81	16	21.8	65	3.37	6.66
5	26.7	38	5.56	7.15	17	25.2	92	6.97	9.26
6	44.2	31	7.52	8.47	18	21.4	106	2.59	8.55
7	55.5	61	9.73	11.67	19	20.8	122	7.76	13.46
8*	20.2	103	7.20	3.99	20*	25.7	83	5.09	3.16
9	29.7	97	6.86	8.74	21	22.2	112	7.15	13.14
10*	25.1	90	7.76	4.73	22	20.8	99	6.08	11.44
11	20.2	89	3.71	8.74	23	24.4	79	5.10	9.21
12	24.7	57	5.80	8.26	24	23.9	49	7.00	8.97

Мы видим, что наша параметризация описывает форму цикла в среднем лучше традиционной (для 18 циклов из 23), особенно в эпоху регулярных наблюдений, начиная с 11-го цикла (для 13 циклов из 14).

Таким образом, мы построили двухпараметрическое описание формы 11-летнего цикла, которое, имея примерно ту же точность, что и традиционные, обладает перед ними определёнными преимуществами. Оно, во-первых, естественным образом воспроизводит деление цикла на «взрывную» и «диффузионную» фазы, а также универсальность формы кривой спада, и, во-вторых, описывается системой дифференциальных уравнений, параметрам которой может быть придан физический смысл.

Данная работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ № 19-02-00088 и Госзадания.

Литература

1. *Ivanov V.G., E.V. Miletsky* // Geomagnetism and Aeronomy, 2014, v. 54, pp. 907–914.
2. *Cameron R.H. and M. Schüssler* // Astron.; Aph., 2016, v. 591, A46.
3. *Ivanov V.G.* // Geomagnetism and Aeronomy, 2018, v.58, No.7, pp.930–936.
4. *Витинский Ю.И., М. Копецкий, Г.В. Куклин.* Статистика пятнообразовательной деятельности Солнца. – М: Наука, 1986.
5. *Hathaway D.H., R.M. Wilson, and R.J. Reichmann* // Sol. Phys., 1994, v.151, pp. 177–190.
6. *Clette F., L. Svalgaard, J.M. Vaquero, and E.W. Cliver* // Space. Sci. Rev., 2014, v. 186, pp. 35–103; http://www.sidc.be/silso/datafiles
7. *Прист Э.Р.* Солнечная магнитогидродинамика. – М.: Мир, 1985.

ПЕРВЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИО НАБЛЮДЕНИЙ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 10.06.2021 г. В ОБСЕРВАТОРИЯХ «СВЕТЛОЕ» И «БАДАРЫ»

Иванов Д.В.[1], Ипатов А.В.[1], Рахимов И.А.[1], Андреева Т.С.[1], Ильин Г.Н.[1], Олифиров В.Г.[1], Топчило Н.А.[2], Петерова Н.Г.[3]

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

[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

[3]*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*

FIRST RADIO OBSERVATIONS RESULTS OF SOLAR ECLIPSE 10.06.2021 IN «SVETLOE» AND «BADARY» OBSERVATORIES

Ivanov D.V.[1], Ipatov A.V.[1], Rakhimov I.A.[1], Andreeva T.S.[1], Ilin G.N.[1], Olifirov V.G.[1], Topchilo N.A.[2], Peterova N.G.[3]

[1]*IAA RAS, St. Petersburg, Russia*

[2]*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*

[3]*St. Petersburg Branch of SAO RAS, St. Petersburg, Russia*

The first part of our new results received during the latest solar eclipse observations (June 10, 2021) is introduced. We used the best method for such observations which based on the use of quite large full-steering radio telescopes RT-13, RT-32 (resolution 2.7–34'). These instruments belong to IAA and situated in the observatories «Svetloe» (Near St. Petersburg) and «Badary» (Buryatiya). It is eights case of such observations. Original curves and results of first processing are given. A correlation was made between structure of eclipse curves at microwaves and the Sun observations in other ranges (UV and X-ray).

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-143-146

Наблюдения солнечных затмений на радиотелескопах ИПА РАН начались с затмения 11.08.1999 г. [1] и продолжаются до сих пор всякий раз, когда полоса затмения проходит через радиоастрономические обсерватории (РАО) ИПА РАН [2–3]. Затмение 10.06.2021 г. – восьмой по счёту случай. Затмение было частным и в его наблюдении смогли принять участие две (из четырёх) РАО – «Светлое» (фаза ≈ 27%) и «Бадары» (фаза ≈ 43%). Параметры использованных инструментов приведены в таблице.

Методика наблюдений состояла в слежении радиотелескопом за избранным местом на диске Солнца во время его покрытия/открытия диском Луны. В программу наблюдений были включены 4 объекта – участок слабой активной области (AR), слабого флоккульного поля (FL) и точки I и IV контактов (см. рис. 1).

В результате наблюдений на радиотелескопах РТ-13 и РТ-32 получены 22 независимые затменные кривые (на волнах – 0.89, 1.05, 3.5, 6.2 и 12–13 см в правой (R)- и левой (L)- поляризациях (см. рис. 2).

Таблица. Параметры приемной аппаратуры и антенн радиотелескопов.

	РАО «Светлое»			РАО «Бадары»		
Телескоп	Диапазон частот, ГГц	Длина волны, см	Ширина ДН, угл. мин.	Диапазон частот, ГГц	Длина волны, см	Ширина ДН, угл. мин.
РТ-32	S: 2.15-2.5	13	14.6	C: 4.6-5.1	6.2	6.6
	X: 8.18-9.08	3.5	3.94			
РТ-13	S: 2.2-2.4	13	34	S: 2.2-2.4	13	34
	X: 8.0-8.5	3.6	9	X: 8.0-8.5	3.6	9
	Ka (Ka2): 28-28.5	1.06	2.7	Ka (Ka2): 28-28.5	1.06	2.7
	Ka (Ka3): 33.5-34.0	0.89	2.3	Ka (Ka3): 33.5-34.0	0.89	2.3

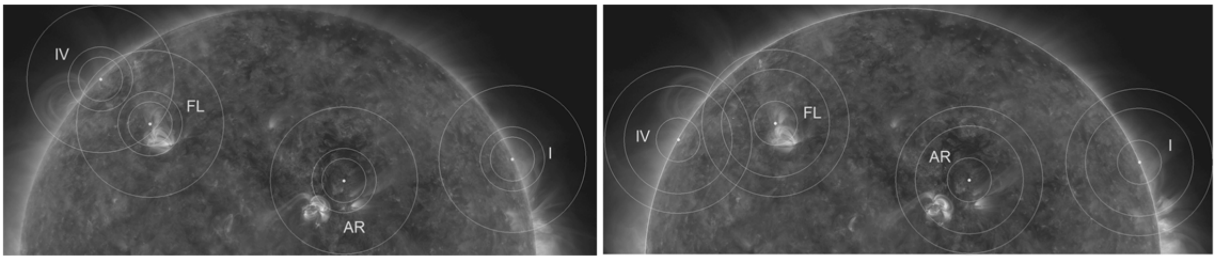


Рис. 1. Положение и размеры (ширина по уровню 0.5) диаграмм направленности радиотелескопов при наблюдении затмения 10.06.2021 г. в РАО «Светлое» (слева) и «Бадары» (справа).

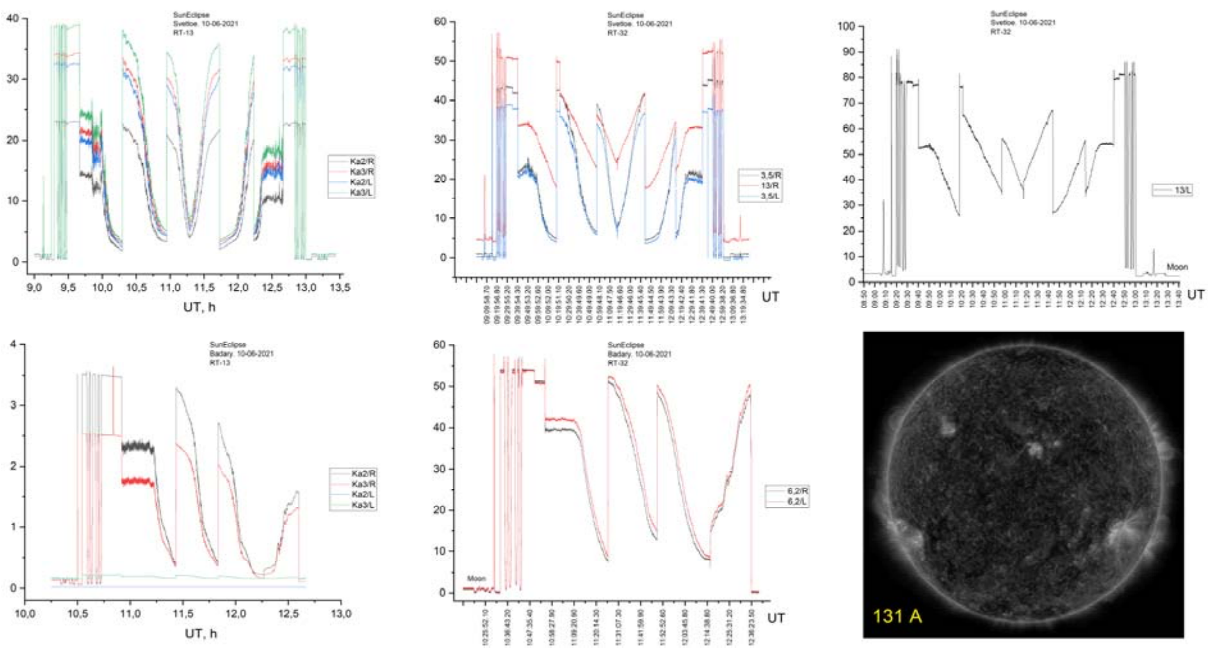


Рис. 2. Оригинальные затменные кривые, полученные во время наблюдения солнечного затмения в РАО «Светлое» (верхний ряд) и «Бадары» (нижний ряд). Справа внизу изображение Солнца в линии 131 Å (SDO/AIA) в день затмения 10.06.2021 г.

Для получения количественных характеристик источников излучения применялась методика обработки, одним из элементов которой было вычисление производной с целью получения распределения яркости и ее осреднение с помощью аппаратной функции (гауссиана). Меняя размер этой функции, можно выбрать оптимальную – она определяет эффективное разрешение, достигнутое в затменных наблюдениях. По существу, наблюдения затмений эквивалентны наблюдениям с высоким угловым разрешением только по одной координате (одномерные). Для периода наблюдений открытия FL-участка диска Солнца, показанного ниже на рис. 4, оптимальной оказалась его величина ~8″.

В день затмения 10.06.2021 г. активность Солнца была достаточно низкой, что и определило задачи исследований. В качестве первых результатов обработки приведены новые сведения о величине радиорадиуса Солнца (см. рис. 3) и радиогрануляции (см. рис. 4).

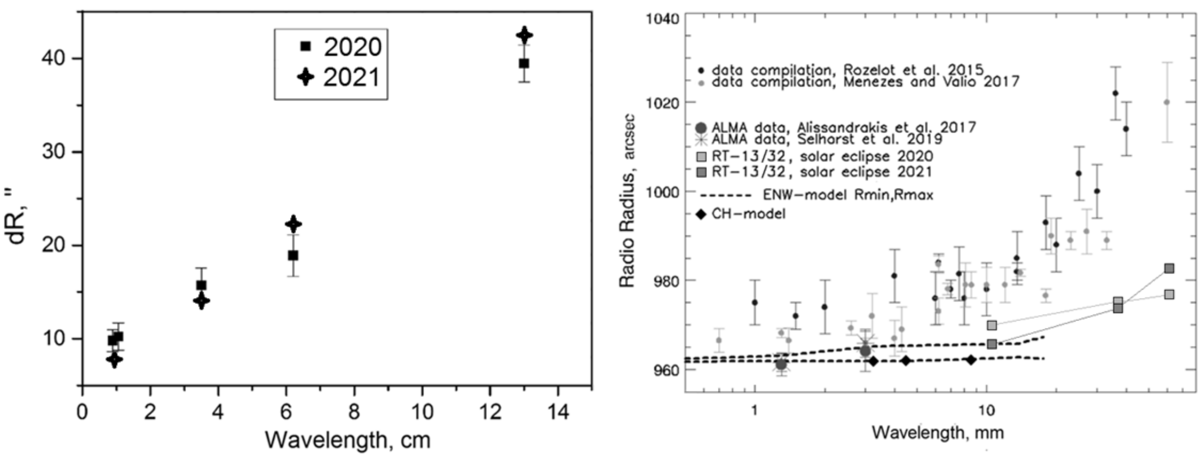


Рис. 3. Слева: превышение радиорадиуса над радиусом оптического диска Солнца по наблюдениям солнечных затмений 21.06.2020 г. и 10.06.2021 г., выполненных на радиотелескопах ИПА РАН. Справа: сравнение результатов модельных расчетов радиорадиуса (две пунктирные кривые) с компиляцией результатов наблюдений.

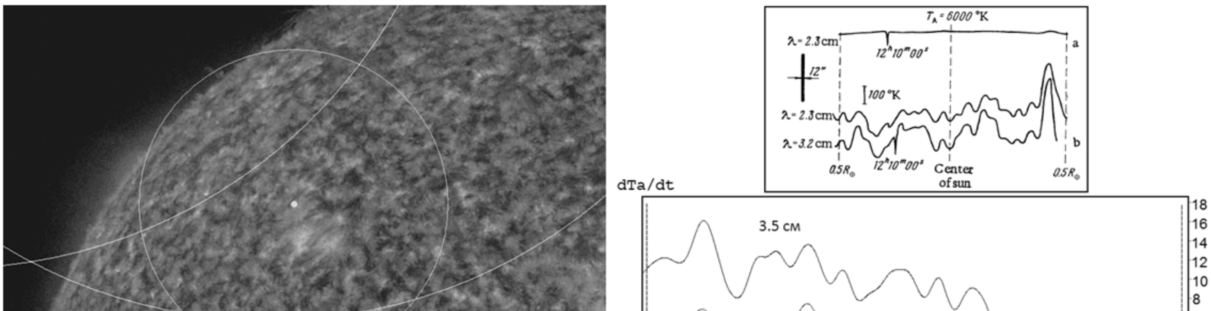


Рис. 4. Слева: положение и размеры диаграммы направленности радиотелескопа РТ-32 на волне 3.5 см в период открытия слабой флоккульной площадки, наложенные на изображение Солнца в линии 304 Å. Справа внизу: результат обработки затменных кривых (dTa/dt) на волнах 3.5 см и 13 см, полученных при открытии флоккульной площадки (участок между двумя положениям лимба Луны на рисунке слева). Справа вверху: пример радиогрануляции по наблюдениям на радиотелескопе РАТАН-600 [4].

Наблюдения солнечного затмения 10.06.2021 г. в очередной раз подтверждают, что исследование микроволнового излучения Солнца «затменным» методом не утратило своего значения и в наши дни. Преимущества его развития с использованием радиотелескопов ИПА РАН очевидны – РАО «Светлое», «Зеленчукская», «Бадары» и «Уссурийск» расположены так «удачно», что, несмотря на эпизодичность солнечных затмений, их полоса проходит через них достаточно часто (8 случаев за период 1999–2021 гг.). Затменные наблюдения по своей природе обладают одномерным угловым разрешением, однако благодаря возможности наблюдения затмения из географически удаленных пунктов, используя однотипную аппаратуру, удается получить и представление о двумерном изображении источников, расположенных над активными областями на диске Солнца. Несомненным достоинством затменных наблюдений является и то обстоятельство, что угловое разрешение не зависит от частоты и остается высоким и в длинноволновом диапазоне, что позволяет протестировать атмосферу Солнца до больших расстояний по высоте от уровня фотосферы. Одним из наиболее значимых результатов наблюдений солнечного затмения 10.06.2021 г. следует считать обнаружение значительного уменьшения яркости солнечной короны в последние годы. Оно было замечено еще Ю.Ф. Юровским [5]. Согласно наблюдениям на радиотелескопах ИПА РАН этот процесс ускоряется. Меняется яркость активной короны, однако говорить о фундаментальных изменениях преждевременно – радиопоток спокойного Солнца, наблюдаемый в минимумах циклов (начиная с 19-го до 25-го), согласно данным обсерватории Nobeyama [6] остается неизменным в широком диапазоне частот (1–9.4 ГГц).

Участие Петеровой Н.Г. в работе выполнено в рамках государственного задания САО РАН, утвержденного Министерством науки и высшего образования Российской Федерации.

Литература

1. *Ахмедов Ш.Б., Ипатова И.А., Ипатов А.В. и др.* Наблюдения солнечного затмения 11 августа 1999 г. на радиоастрономической обсерватории «Светлое» // Труды ИПА РАН. 2000. Вып. 5. с. 5–14.
2. *Финкельштейн А.М., Топчило Н.А., Петерова Н.Г. и др.* Предварительные результаты наблюдений солнечного затмения 29.03.2006 г. на радиотелескопах РТ-32 (Светлое), РТ-32 (Зеленчукская), РТ-2,5 (Петергоф) и БПР (Пулково) // Труды ИПА. 2006. Вып. 14. с. 33-42.
3. *Финкельштейн А.М., Рахимов И.А., Дьяков А.А. и др.* Наблюдения солнечного затмения 04.01.2011 г. на двух радиотелескопах РТ–32 (Светлое и Зеленчукская): первые результаты // Труды ИПА РАН. 2012. Вып. 25. с. 154-159.
4. *Богод В.М., Корольков Д.В.* Обнаружение хромосферной сетки в сантиметровом диапазоне волн // Письма в АЖ. 1975. Т.1. Вып.10, с.25-27.
5. *Юровский Ю.Ф.* Наблюдения в Крыму солнечного затмения 1 августа 2008 г. на волнах 10.5 и 12 см в эпоху минимума солнечной активности // Изв. КрАО. 2009. Т. 105. №1. с.57-65.
6. https://solar.nro.nao.ac.jp/norp/html/solar_cycle.html

ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ СПЕКТРА ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ЧАСТОТНЫЕ СПЕКТРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Кальтман Т.И.[1], Кудрявцев И.В.[2,3], Карлицки М.[4]
[1]Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
[3]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[4]Астрономический институт, Онджеев, Чехия

INFLUENCE OF SPECTRUM DYNAMICS OF LANGMUIR WAVES ON THE OBSERVED FREQUENCY SPECTRA OF RADIO EMISSION

Kaltman T.I.[1], Kudryavtsev I.V.[2,3], Karlicky M.[4]
[1]SAO RAS, St. Petersburg, Russia
[2]Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia
[3]Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg, Russia
[4]Astronomical Institute, Ondrejov, Czech Republic

The article discusses the features of the frequency spectra of Langmuir waves in solar plasma for different time points in relation to the measured radio emission spectra. An example of diagnostics for a radio burst associated with the complex evolution of an M1.4 class flare (12/03/2015), which led to the emergence of a plasma jet and simultaneous generation of radio bursts with a slow positive drift, is presented. To analyze the radio emission, data from the radio spectrometer in Ondrejov (Czech Republic) in the range of 0.8-2 GHz were used. It can be assumed that the increased level of Langmuir waves may be associated with the jet, and the observed radio emission can be interpreted as the result of pairwise fusion of plasma waves. We have found the forms of the frequency spectra of Langmuir waves at different time points at which the calculated radio emission corresponds to the measured radio spectra.

The effect of flattening over time of the low-frequency edge of the instantaneous profiles of radio spectra for individual structures of the radio burst was found. This is consistent with the effect of gradual pumping of Langmuir wave energy into the region of small wave numbers due to induced scattering of these waves by thermal ions and plasma electrons.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-147-150

Хорошо известно, что при слиянии ленгмюровских волн образуется электромагнитное излучение с частотами около двойной плазменной частоты (см., например, [1–3]). Такое радиоизлучение регистрируется, в частности, в виде солнечных радиовсплесков 3-го типа (например, [4, 5]). Изучение тонкой частотной структуры таких радиовсплесков может позволить выявить особенности спектра ленгмюровских волн в солнечной плазме, так как он определяет спектр радиоизлучения [6].

В данной работе мы рассматриваем спектры солнечного радиоизлучения, измеренные с помощью радиоспектрометра в Онджееве (Чехия) в диапазоне 0.8–2 GHz во время солнечной вспышки класса M1.4 произошедшей 12.03.2015 [6], которая привела к появлению плазменного джета и одновременной генерации радиовсплесков. В работе [6] эти всплески с медленным положительным дрейфом были интерпретированы как результат распространения протонных пучков в большом волокне. В работе [7] подробно рассмотрено влияние формы спектра ленгмюровских волн на спектр радиоизлучения, образующегося при слиянии плазменных волн. В настоящей работе мы, опираясь на результаты работы [7], попробуем подобрать спектры ленгмюровских волн, позволяющие описать спектры радиовсплеска. При этом будем моделировать распределение ленгмюровских волн $W^l_{\vec{k}}$ от волнового вектора $\vec{k}$ следующим выражением:

$$W^l_{\vec{k}} = A \cdot F(k) \cdot \chi(\vartheta). \qquad (1)$$

Плотность энергии Ленгмюровских волн равна

$$W^l = \int W^l_{\vec{k}}\, d\vec{k} = A \cdot \int F(k) \cdot \chi(\vartheta) \cdot k^2 dk\, d\cos\vartheta\, d\varphi\ , \qquad (2)$$

где k – модуль волнового вектора; ϑ и φ – полярный и азимутальный углы; A – нормировочный множитель.

В данной работе будем рассматривать изотропное распределение ленгмюровских волн и будем считать $\chi(\vartheta)=1$. На рис. 1a представлены измеренный спектр радиовсплеска в момент времени 12:10:37.2 UT и вариант смоделированного спектра (толстая линия), полученный для спектра ленгмюровских волн, представленного на рис.1b и описываемого выражением:

$$F(k) = \left(\frac{k^l - k^l_{min}}{k^l_0 - k^l_{min}} \right)^{\delta_1} \quad \text{для } k^l_{min} \le k^l \le k^l_0;$$

$$F(k) = \frac{1 - \left(k^l \big/ k^l_{max} \right)^{\delta_2}}{1 - \left(k^l_0 \big/ k^l_{max} \right)^{\delta_2}} \quad \text{для } k^l_0 \le k^l \le k^l_{max} \qquad (3)$$

$$\text{и} \quad F(k) = 0 \text{ для других } k^l$$

При этом радиоизлучение рассматривается как сумма фонового излучения интенсивностью около 300 SFU и излучения от слияния ленгмюровских волн.

Из сравнения результатов вычислений с измеренной интенсивностью излучения следует следующая связь объема излучающей области V с плотностью энергии ленгмюровских волн:

$$\left(W^{l}\right)^{2} \cdot V = 2.55 \cdot 10^{17}\ erg^{2}/cm^{3}. \qquad (4)$$

Для случая на рис. 2 имеем $W^T = 1.74$ erg/cm^3. Используя выражение (4), получаем объем $V \approx 8.4 \cdot 10^{26}$ cm^3 (т.е. линейный размер $L \approx 9.4 \cdot 10^8$ cm) при $W^l = 10^{-5}\ W^T$ и $V \approx 8.4 \cdot 10^{22}$ cm^3 ($L \approx 4.4 \cdot 10^7$ cm) при $W^l = 10^{-3}\ W^T$, где W^T – плотность тепловой энергии плазмы (электронов и протонов).

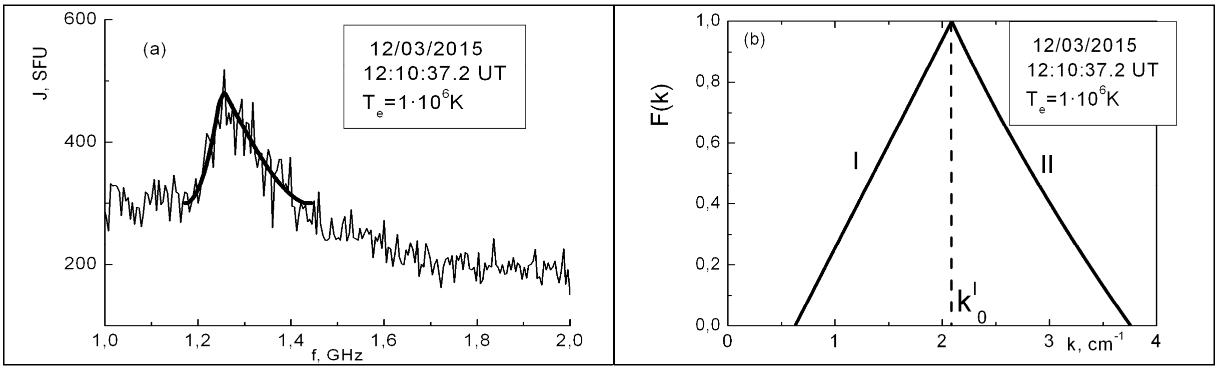


Рис. 1. (а) – измеренный и модельный спектры радио всплеска; и (b) – соответствующий модельный спектр Ленгмюровских волн при температуре плазмы 10^6K и концентрации электронов плазмы $n_e = 4.2 \cdot 10^9$ cm^{-3}; $k_{min} = \omega_{pe}/(15V_{Te})$, $k_{max} = \omega_{pe}/(2.5V_{Te})$, $k_0 = \omega_{pe}/(4.5V_{Te})$, $\delta_1 = 1$, $\delta_2 = 0.3$.

Не обсуждая здесь другие возможные варианты моделирования, выделим главное. На рис. 1b обозначены области I и II. Область I можно интерпретировать как область "перекачки" энергии ленгмюровских волн от волн с большими волновыми числами к волнам с меньшими k^l при индуцированном рассеянии тепловыми частицами плазмы. То есть, если генерация этих волн происходит в области волновых чисел $k^l \geq k_0^l$, то индуцированное рассеяние ленгмюровских волн может приводить к появлению волн с волновыми числами $k^l < k_0^l$ [8]. При этом спектр ленгмюровских волн может быть ограничен снизу некоторым k^l_{min} из-за кулоновских столкновений в плазме или из-за наличия в ней быстрых частиц. Область II соответствует уменьшению спектральной плотности энергии ленгмюровских волн в результате эффективного поглощения ленгмюровских волн с фазовыми скоростями $<3V_{Te}$ тепловыми электронами (затухание Ландау). Таким образом, ленгмюровские волны генерируются, по-видимому, с волновыми числами от k_0 до k_{max}.

Рассмотрим теперь временную динамику спектров радиоизлучения. Обнаружен эффект уплощения со временем низкочастотного края моментальных профилей радиоспектров для отдельных структур радиовсплеска. Так, на рис. 2 совмещены профили в последовательные моменты времени от 12:10:36.8 до 12:10:40.7 UT, с шагом через 0.3 с. Профили сдвинуты так, чтобы совместить все максимумы на одной частоте f^* (максимум первого профиля за выбранный период). Всего показано 14 профилей, в чернобелом изображении: более ранние профили изображены более темными линиями, более поздние – светлыми. Для большей наглядности профили

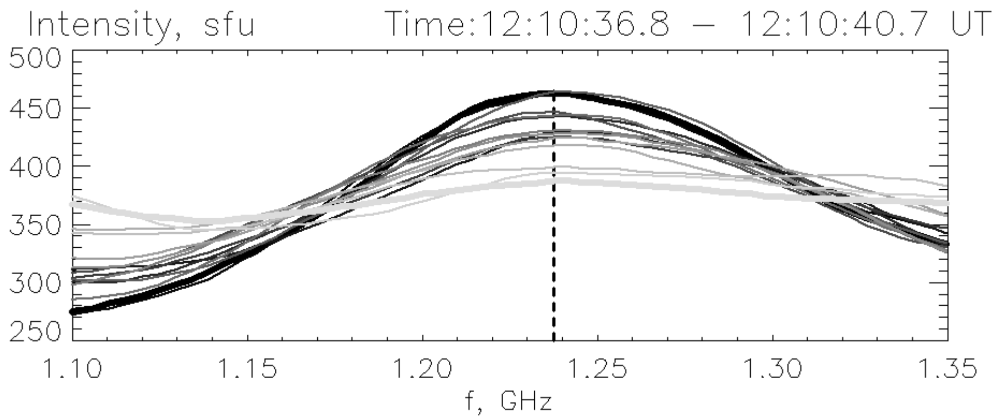


Рис. 2. Совмещенные по частоте максимума (указана вертикальной пунктирной линией) сглаженные профили всплеска в течение 12:10:36.8 – 12:10:40.7 UT. Показан каждый третий профиль, первый по времени (самый темный) и последний (самый светлый) выделены более толстыми линиями. Шкала частот соответствуют первому профилю.

сглажены, т.е. оставлен основной тренд и убраны шумы. Рисунок демонстрирует тенденцию изменения спектра интенсивности радиоизлучения данного пика: амплитуда со временем уменьшается, а края профиля становятся более пологими, особенно левый, низкочастотный край. Расчеты показывают, что такое «уплощение» частотного спектра радиоизлучения по мере развития всплеска может быть связано с расширением спектра ленгмюровских волн в область малых волновых чисел, то есть с уменьшением k_{min}. Такое поведение спектра плазменных волн согласуется с эффектом постепенной перекачки энергии ленгмюровских волн в область малых волновых чисел из-за индуцированного рассеяния этих волн на тепловых ионах и электронах плазмы [8]. При этом «перекачка» может становиться возможной в результате уменьшения концентрации быстрых частиц в плазме.

Работа Кальтман Т.И. и Кудрявцева И.В. выполнена при поддержке гранта РФФИ 18-29-21016. M. Karlick'y acknowledges support from the project RVO-67985815 and GA CR grants 20-07908S and 21-16508J.

Литература

1. *Цытович В.Н.* Теория турбулентной плазмы. – М.: Атомиздат. – 1971.
2. *Melrose D.B.* Instabilities in space and laboratory plasmas. Cambridge: Cambridge University Press. 280 p., 1986.
3. *Willes A.J., Robinson P.A, Melrose D.B.* // Physics of Plasmas, 1996, 3, 149.
4. *Каплан С.А., Цытович В.Н.* Плазменная астрофизика.– М.: Наука. – 1972.
5. *Reid H. A.S., Ratcliffe H.* // Res. in Astron. and Astrophys., 2014, V. 14, I. 7, P. 773-804.
6. *Zemanova et al.* // Astrophys. J., 2020, 905:111(13 pp).
7. *Kudryavtsev I.V. and Kaltman T.I.* // MNRAS, 2021, V. 503, P. 5740-5745.
8. *Liperovskii V.A., Tsytovich V.N.* // Soviet Physics JETP, 1970, 30(4), 682.

ГОРЯЧИЕ СТРУИ В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ СОЛНЕЧНЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Кальтман Т.И.[1], Ступишин А.Г.[2], Анфиногентов С.А.[3], Накаряков В.М.[1,4], Лукичева М.А.[1,2,5]

[1]*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[3]*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*
[4]*Centre for Fusion, Space and Astrophysics, Phys. Dep., Univ. of Warwick, UK*
[5]*Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Göttingen, Germany*

HOT JETS IN MAGNETIC FIELDS SOLAR ACTIVE REGIONS

Kaltman T.I.[1], Stupishin A.G. [2], Anfinogentov S.A.[3], Nakariakov V.M.[1,4], Loukitcheva M.A.[1,2,5]

[1]*Special astrophysical observatory of RAS, St. Petersburg, Russia*
[2]*Saint Petersburg State University, Saint Petersburg, Russia*
[3]*Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk, Russia*
[4]*Centre for Fusion, Space and Astrophysics, Phys. Dep., Univ. of Warwick, UK*
[5]*Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Göttingen, Germany*

Based on the "Catalogue of hot plasma jets in the corona of the Sun" (https://prognoz2.sao.ru/coronal-jets-catalog /) an analysis of plasma jet observations is presented, demonstrating a variety of jet flows in strong magnetic fields of active regions. The developed catalogue is used to evaluate various observed parameters of jets and active regions in which they occur. Examples of the evolution of jets in active regions of various classes (according to the classifications of Hale and McIntosh) are given. Simultaneous data from different ranges were compared: observations in the EUV (SDO/AIA instrument) and in the radio band (RATAN-600, SRH and NoRH ground-based radio telescopes) were supplemented with information on the configurations of the reconstructed coronal magnetic field. Estimates of the velocities of some jets, their duration, length and width, etc. are given. The goal of this analysis is to determine the magnetic configurations in which plasma jets appear and their correspondence to existing models of generation of MHD jets.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-151-154

1. Введение

На основе «Каталога горячих плазменных струй в короне Солнца» (https://solar.sao.ru/coronal-jets-catalog, [1–3], далее Каталог) представлен анализ наблюдений плазменных струй, демонстрирующий разнообразие струйных течений в сильных магнитных полях активных областей (АО). Наблюдательная база разработанного Каталога использована для статистических оценок наблюдаемых параметров струй и АО, в которых они возникают. Проведен предварительный анализ струй в магнитных полях для 38 АО. Приведено несколько характерных примеров.

2. Струи в активных областях различных классов

В работе были использованы данные, полученные в различных диапазонах: оптическом, ультрафиолете и в радиодиапазоне. Наблюдательные данные были дополнены информацией о конфигурациях реконструированного коронального магнитного поля и расчетами радиоизлучения. Все события были обработаны алгоритмом выделения струй [2] с оценкой их наблюдаемых параметров; все результаты представлены онлайн в модернизированном Каталоге [4]. В выборку для исследования вошли АО различных классов (по Hale и по McIntosh). Статистические оценки, полученные по струям в 38 активных областях приведены в Выводах.

2.1. Струи в областях с простой конфигурацией магнитного поля

Для всех просмотренных областей направления струй совпадали с направлениями локальных силовых линий магнитного поля, т.е. в областях с одиночными пятнами струи направлялись от пятна к периферии вдоль

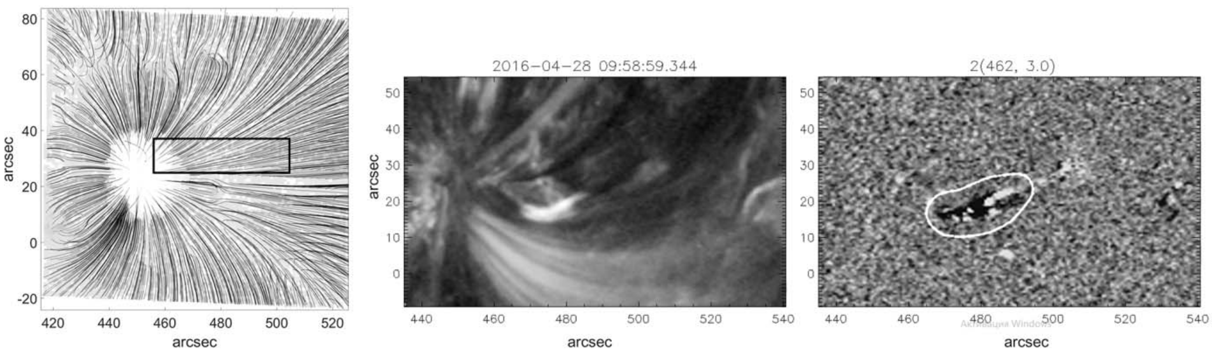


Рис. 1. АО 12533 (2016/04/28, класс Hale α, McIntosh Hsx) a) Реконструкция силовых линий магнитного поля на фоне фотосферного поля (HMI), расположение струи выделено рамкой; b) и c) кадр из Каталога: изображение АО в линии 171A (AIA) и разностное изображение со струей, выделенной алгоритмом [2].

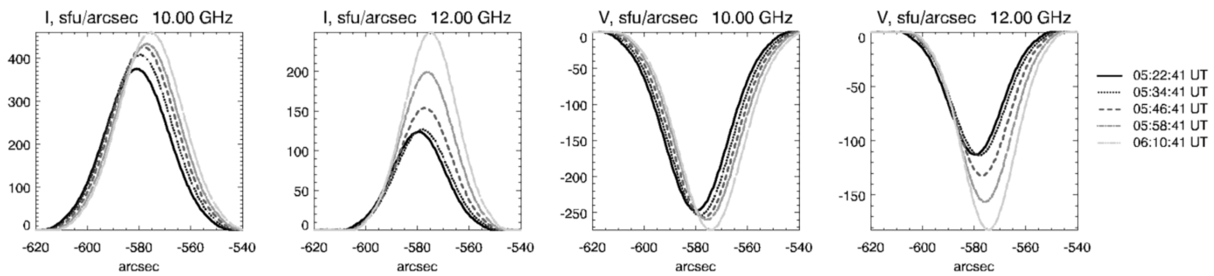


Рис. 2. АО 12680 (2017/09/13, класс Hale α, , McIntosh Hsx) Расчет радиоизлучения (параметры Стокса I, V, частоты 10 и 12 ГГц) в последовательные моменты времени (указаны в легенде), на основе реконструкции магнитного поля по данным HMI.

силовых линий, в сторону их «раскрытия» (пример на рис. 1). Так как радиоизлучение чувствительно к изменению структуры сильного магнитного поля, расчет циклотронного излучения пятенных источников (рис. 2) в некоторых случаях показал изменения интенсивности и поляризации излучения, (чаще небольшие, как в данном примере, на 12 ГГц более заметные, чем на 10 ГГц), свидетельствующие о выходе магнитного потока.

2.2. Струи в областях с дельта-конфигурацией магнитного поля

В более сложных конфигурациях струйные течения показали большое разнообразие своих проявлений. Приведем два характерных примера мелкого и крупного событий. На рис. 3 показана область, в которой возникали несколько мелких струй внутри локальных петель, соединяющих соседние области разной полярности. Эти явления носили локальный характер и не оказывали воздействия на общую структуру магнитного поля АО.

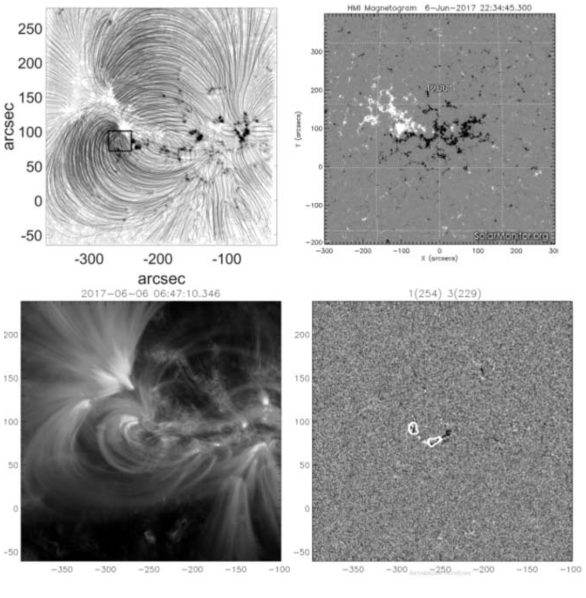


Рис. 3. АО 12661 (2017/06/06, класс Hale βδ/β, McIntosh Eao). a) то же, что на рис. 1; b) магнитограмма HMI (изображение взято с www.solarmonitor.org); c) и d) кадр из Каталога: изображение АО в линии 171А (AIA) и разностное изображение с выделенными струями.

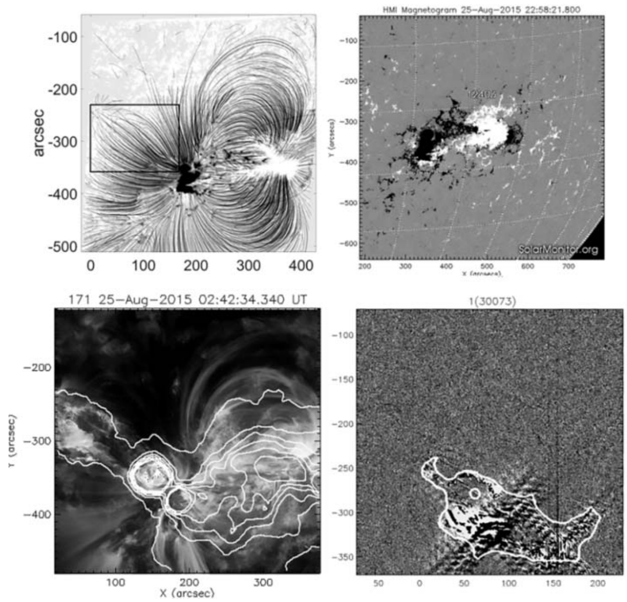


Рис. 4. АО 12403 (2015/08/25, класс Hale βγδ и McIntosh Fkc/Ekc)– то же, что на рис. 2, на c) добавлены контуры радиояркости на 17 ГГц по данным NoRH (от 10500 К до 15000 К с шагом 500 К).

Событие на рис. 4 носит более масштабный характер: в данном случае эволюция крупной струи приводит к ее выбросу в сторону от сильного магнитного поля пятна, но не разрушает магнитную структуру, а замкнута внутри боковой аркады. Движение струи сопровождается некоторым кручением и вызывает кратковременное усиление радиоизлучения по наблюдениям Радиогелиографа Nobeyama. В других примерах крупные струи сопровождаются КВМ и радиовсплесками.

Выводы

Проведен предварительный анализ струй в магнитных полях 38 активных областей. Для всех просмотренных областей направления струй – вдоль «локально-открытых» силовых линий. Нам пока не удалось обнаружить зависимости факта образования струи от сложности конфигурации АО или от величины магнитного поля, а также заметного изменения или разрушения магнитной структуры в ходе эволюции струи. В большинстве случаев струя либо движется в сторону от пятен к периферии области и не задевает участки с сильными магнитными полями, либо эволюционирует внутри замкнутой системы петель, не изменяя структуру силовых линий. В некоторых случаях эволюция крупной струи внутри активной области вызывает кратковременное усиление радиоизлучения.

Получены следующие оценки для струй в активных областях: время жизни от 1 до 50 минут (в среднем около 20 мин.), скорости – десятки км/с (максимальная 120 км/с), размеры: длина от 7 до 500 угл. с. (в среднем 200 угл. с.), ширина до 50 угл. с. (средняя 11 угл. с).

Измеренные скорости для большинства струй примерно на порядок меньше альвеновских скоростей. Этот факт накладывает определенные ограничения на интерпретацию механизмов возникновения и эволюции струи с участием магнитных сил (магнитного пересоединения).

В перспективе планируется дальнейший анализ и статистическое исследование струй в сильных магнитных полях активных областей с целью определения магнитных конфигураций, в которых появляются плазменные струи, и их соответствия существующим моделям генерации МГД струй.

Работа поддержана грантом РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. *Кальтман Т.И. и др.* Каталог горячих струй в короне Солнца за 2015–2018 гг. // Сб. тр. XXIII Всерос. ежегод. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика», 2019, с. 197.
2. *Ступишин А.Г., Кальтман Т.И., Анфиногентов С.А.* О методике выделения струй в однородных временных сериях изображений Солнца // Сб. тр. XXIV Всерос. ежегод. конф. «Солнечная и солнечно-земная физика», 2020, с. 285-288.
3. *Anfinogentov S.A. et al.* Diagnostics of plasma jets in the Solar corona // Solar-Terrestrial Physics, vol. 7, issue 2, pp. 3-10
4. *Ступишин А.Г. и др.* Модернизация каталога горячих струй и перспективы его развития, настоящий сборник
5. *Raouafi et al.* // Space Science Reviews, 2016, V. 201, I. 1-4, pp. 1-53.

ВРАЩЕНИЕ И АКТИВНОСТЬ ИЗБРАННЫХ ЗВЁЗД-БЛИЗНЕЦОВ СОЛНЦА

Кацова М.М.[1], Низамов Б.А.[1], Шляпников А.А.[2], Мишенина Т.В.[3]

[1]Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского Государственного Университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
[2]Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия
[3]Астрономическая обсерватория Одесского национального университета, Одесса, Украина

ROTATION AND ACTIVITY OF SELECTED SOLAR TWINS

Katsova M.M.[1], Nizamov B.A.[1], Shlyapnikov A.A.[2], Mishenina T.V.[3]

[1]Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia
[2]Crimean Astrophysical Observatory Russian Academy of Sciences, Nauchny, Russia
[3]Astronomical Observatory, Odessa National University, Odessa, Ukraine

We analyze data for 55 solar analogs which are characterized by significant scatter of Lithium abundance in their atmospheres. Among these stars there are 22 solar twins. Preliminary analysis of the TESS data allowed us to reveal rotation modulation of stellar brightness associated with star spots. For some of our samples, periods of axial rotation are detected from $4^d.6$ to $6^d.5$, i.e. these stars rotate 4-6 times faster than the contemporary Sun. This indicates their relative youth. Flare activity of solar twins is discovered in the TESS data, and we present temporal profiles for different types of flares. A search available data in X-ray archives gives a chance to compare coronae of the Sun and its twins of various ages. We found a scatter in the X-ray to bolometric luminosity ratio L_x/L_{bol} by several orders of magnitude, which exists in these stars along with a significant scatter in the abundance of lithium. This may link the surface activity of stars with phenomena at the base of their convective zones. In addition, several stars in this sample have one or more exoplanets, which makes them similar to our solar system.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-155-160

Введение

Явления звёздной активности широко распространены среди звёзд нижней части Главной Последовательности. Среди солнечных аналогов – звёзд с фундаментальными параметрами, близкими к солнечным характеристикам – существует группа звёзд-близнецов Солнца, у которых спектральные исследования выявили значительный разброс обилия лития в их атмосферах [1]. Понимание причин такого поведения лития важно при изучении эволюции звёзд и химической эволюции Галактики. Li^7 разрушается при температурах ~$2.5 \cdot 10^6$K, поэтому знание содержания лития обеспечивает эффективный инструмент исследования различных процессов перемешивания внутри звёзд солнечного типа, которые приводят к изменению его содержания. К таким процессам можно отнести в первую очередь конвекцию, микроскопическую диффузию, меридиональную циркуляцию и хромосферную активность. Помимо начальных условий, с которыми звезда приходит на Главную Последовательность, одним из факторов, влияющих на обилие лития, может являться активность [2, 3]. Наши солнечные близнецы – это 22 звезды из 56 звёзд-аналогов Солнца, которые различаются менее чем на 100 K по T_{eff}, на 0,1 dex по log g и 0,1 dex по металличности от значений для Солнца.

Оптические кривые блеска некоторых близнецов Солнца с возможным рентгеновским излучением

Более детально рассмотрим те звёзды с обнаруженной дисперсией обилия лития, которые являются возможными кандидатами на идентификацию в рентгеновском диапазоне. Данные обсерватории TESS после предварительной обработки и фильтрации дают возможность получить оптические кривые блеска некоторых из них [4]. Примеры вращательной модуляции нескольких звёзд, связанной с пятнами, приведены на рис. 1.

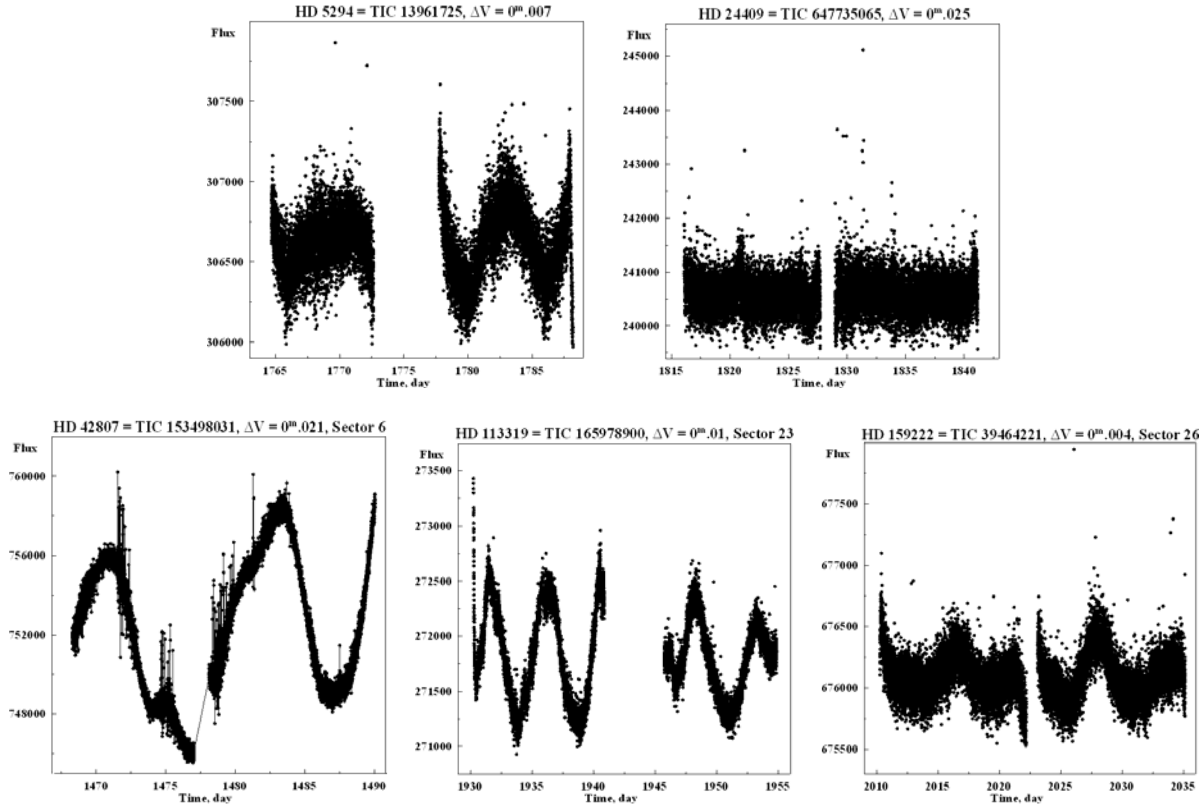


Рис. 1. Верхняя панель – кривые блеска двух близнецов Солнца HD 5294 и HD 22409 без особенностей; на нижней панели: слева – изменение блеска звезды HD 42807 (типа RS CVn) с высокой хромосферной активностью, в центре – звезда HD 113319 с экзопланетой, справа – компонент спектрально-двойной системы HD 159222.

Результаты анализа периодичности в переменности кривые блеска трёх звёзд приведены на рис. 2–4.

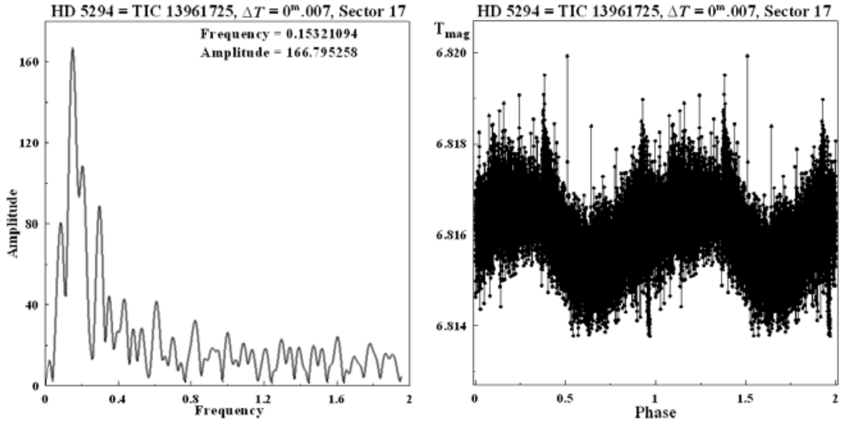


Рис. 2. Слева – частотная диаграмма, построенная по данным TESS для звезды HD 5294, полученным в 17 секторе. Справа – свертка с периодом $6^d.526949$.

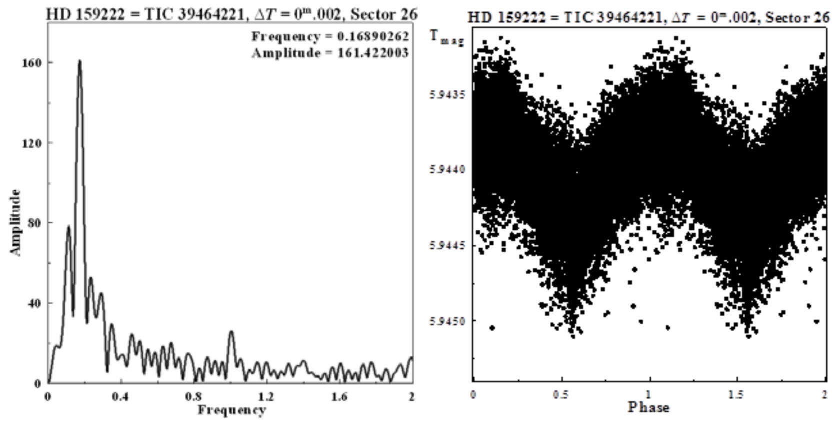


Рис. 3. Слева – частотная диаграмма, построенная по данным обсерватории TESS для звезды HD 159222, полученным в 26 секторе. Справа – свертка с периодом $5^d.92057$.

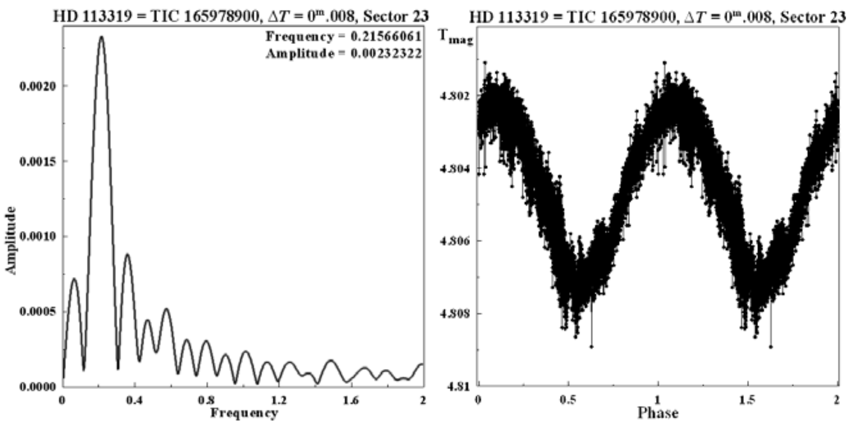


Рис. 4. Слева – частотная диаграмма, построенная по данным обсерватории TESS для звезды HD 113319, полученным в 23 секторе. Справа – свертка с периодом $4^d.6369$.

Таким образом, периоды осевого вращения этих звёзд находятся в пределах от $4^d.6$ до $6^d.5$, т.е. эти звёзды вращаются в 4–6 раз быстрее современного Солнца. Это указывает на их сравнительную молодость.

Оптические вспышки на близнецах Солнца по данным TESS

Анализ кривых блеска, полученных обсерваторией TESS позволил обнаружить вспышечную активность этих достаточно ярких звёзд, которую трудно наблюдать на наземных обсерваториях. Несколько примеров изменений блеска звёзд при вспышках с временным разрешением 20 с, приведены на рис. 5. События длятся от нескольких минут до нескольких часов. Особый интерес представляет третий пример на рисунке справа, демонстрирующий классическую импульсную вспышку, подобную тем, которые наблюдаются на красных карликах.

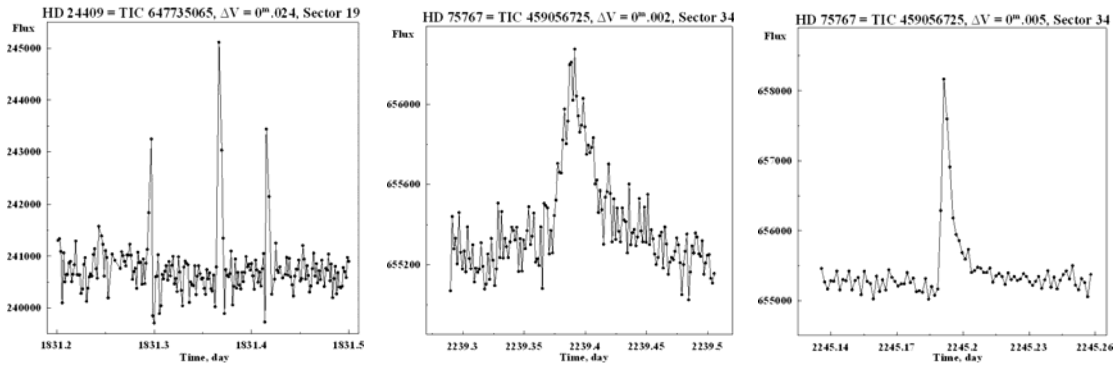
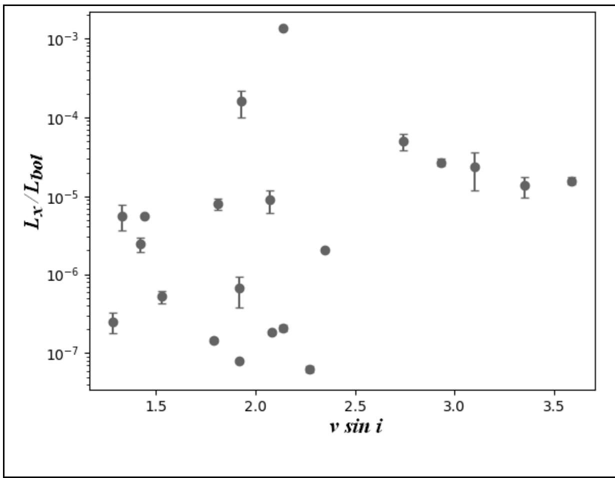


Рис. 5. Кривые блеска вспышек на двух звёздах HD 24409 и HD 75767 с временным разрешением 20 с.

Рентгеновское излучение близнецов Солнца с обнаружимым литием

Корональный индекс, отношение рентгеновской светимости звезды к её болометрической светимости – L_x/L_{bol} – характеризует уровень активности. По данным рентгеновских архивов обсерваторий *Einstein, EXOSAT*, *ROSAT, XMM-Newton* и *Chandra* [5–7] мы оценили это отношение для рассматриваемых звёзд. На рис. 6 эта величина представлена в зависимости от скорости осевого вращения звезды. Как и у данных по обилию лития, здесь оказался значительный разброс вплоть до 4-х порядков величин. Таким образом, среди близнецов Солнца выявлены звёзды с более мощной короной, т.е. более активные молодые звёзды, вращающиеся в несколько раз быстрее Солнца. В то же время существуют и его «близнецы», обладающие более низким уровнем активности, чем у современного Солнца; их мягкое рентгеновское излучения почти на порядок слабее солнечного.

Сравнение индекса корональной активности L_x/L_{bol} с данными об обилии лития в атмосферах рассматриваемых звёзд и современного Солнца приведено на рис. 7. Видно, что, несмотря на разброс, можно проследить определённый тренд, указывающий на связь этих характеристик.



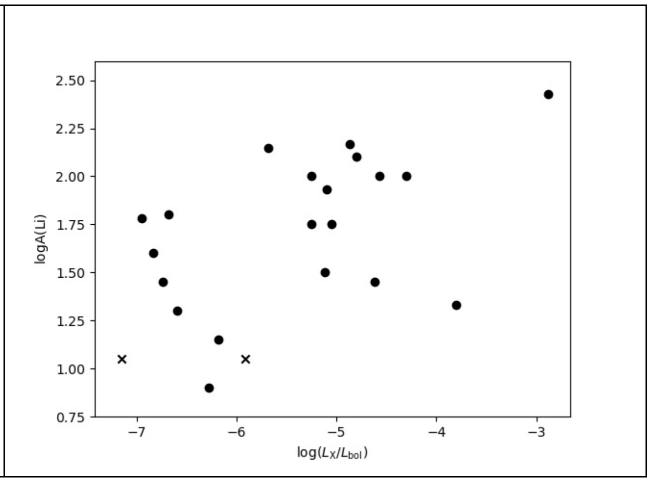


Рис. 6. Индекс корональной активности, L_x/L_{bol} близнецов Солнца в зависимости от скорости их осевого вращения $v \sin i$.

Рис. 7. Сопоставление индекса корональной активности L_x/L_{bol} и обилия лития звёзд-близнецов Солнца. Крестики соответствуют значениям L_x/L_{bol} для Солнца в максимум и минимум цикла [8]. Содержание лития для Солнца A(Li) = 1.05 принято по [9].

Таблица.

HD	Спектр	P_{rot}, day	L_x/L_{bol}	Примечания. P_{orb} даны в днях
42618	G4 V	9.33	2.518e-07	Экзопланета с P_{orb}= 149.6
42807	G5 V	1.08/12?	1.580e-05	Звезда типа RS CVn
95128	G1 V		2.093e-07	47 UMa, 3 экзопланеты с P_{orb} 1078/2391/14002
117176	G4 V		1.128e-07	70 Vir, экзопланета с P_{orb}= 116.7
164595	G2 V	29.53		Экзопланета с P_{orb}= 40
186408	G1.5 Vb		1.836e-07	16 Cyg A
186427	G3 V		6.245e-08	16 Cyg B, экзопланета с P_{orb}= 799
187123	G2 V			2 экзопланеты с P_{orb}=3.1 and 3810
222143	G2	6.1–7.5	2.698e-05	Звезда типа BY Dra
146362	G1 V		1.331e-03	Звезда типа RS CVn,+F6 V (спектр. двойная)

В таблице приведены данные для 10 звёзд-близнецов Солнца о корональном индексе – отношении L_x/L_{bol}, периоды вращения и типе переменности (когда известно). В частности, одна из трёх наиболее активных звёзд, HD 222143, относится к типу BY Dra, т.е. сильно запятнённых, а две другие, HD 42807 и HD 146362, к двойным системам с сильной хромосферной активностью (тип RS CVn). С другой стороны, у нескольких звёзд, с уровнем активности ниже солнечной, обнаружены одна или несколько экзопланет. В примечании указаны их орбитальные периоды.

Заключение

Среди солнечных аналогов – звёзд с фундаментальными параметрами, близкими к солнечным характеристикам – существует группа звёзд-близнецов Солнца, у которых спектральные исследования выявили значительный разброс обилия лития в их атмосферах. Понимание причин такого поведения лития важно при изучении эволюции звёзд и химической эволюции Галактики. Помимо начальных условий, с которыми звезда приходит на Главную Последовательность, одним из факторов, влияющих на обилие лития, может являться активность.

Проанализированы имеющиеся данные для 55 солнечных аналогов, 22 из которых можно считать близнецами Солнца. Предварительный анализ вращательной модуляции по данным орбитальной обсерватории TESS позволил оценить периоды осевого вращения. Обнаружена также вспышечная активность этих звёзд, которую трудно наблюдать наземными средствами. Приведены примеры кривых блеска нескольких вспышек. Проведён поиск архивных рентгеновских данных для звёзд-близнецов Солнца, который позволил сравнить мощность корон современного Солнца и его близнецов разного возраста. Обнаружен разброс в несколько порядков величин отношения рентгеновской к болометрической светимости L_x/L_{bol}, существующий в этих звёздах наряду со значительным разбросом обилия лития. Это может указывать на связь поверхностной активности с явлениями в основании конвективной зоны. По-видимому, одним из возможных механизмов, изменяющих содержание лития, может быть активность. Кроме того, у нескольких звёзд этой выборки обнаружены одна, а иногда и несколько экзопланет, что сближает нашу Солнечную систему с рассматриваемыми звёздными системами.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ в рамках проекта 19-02-00191, ММК и БАН благодарны Министерству высшего образования и науки РФ за поддержку в рамках гранта 075-15-2020-780 (N13.1902.21.0039).

Литература

1. *Mishenina T., Soubiran C., Charbonnel C. et al.* // Mem.Soc.Astron.Ital., 2020, 91, 171.
2. *Mishenina T.V., Soubiran C., Kovtyukh V.V. et al.* // Astron. Astrophys., 2012, 547, A106.
3. *Katsova M.M., Livshits M.A., Mishenina T.V.* // Astron. Rep., 2013, 57(9), 702.
4. *Ricker G.R., Winn J.N., Vanderspek R.* // Proceedings of the SPIE, 2014, 9143, 914320.
5. *Boller Th., Freyberg M.J., Trümper J. et al.* // Astron. Astrophys., 2016, 588, A103.
6. *Traulsen I., Schwope A.D., Lamer G. et al.* // Astron. Astrophys., 2020, 641, A137.
7. *Evans, I.N., Primini F.A., Glotfelty K.J. et al.* // Astrophys. J. Suppl., 2010, 189, 37.
8. *Peres G., Orlando S., Reale F., Rosner R., Hudson H.* // ApJ, 2000, 528, 537.
9. *Asplund M., Grevesse N., Sauval A. J., Scott P.* // Ann.Rev.Astron.Astrophys. 2009, 47, 481.

О ВАЖНОСТИ ТЕОРИИ КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕД ДЛЯ ПОНИМАНИЯ ЗВЁЗДНЫХ ЦИКЛОВ АКТИВНОСТИ ПУЛЬСАРОВ

Кобяков Д.Н.
Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, Россия

IMPORTANCE OF THE CONDENSED MATTER THEORY FOR UNDERSTANDING OF STELLAR ACTIVITY CYCLES OF PULSARS

Kobyakov D.N.
Institute of Applied physics of the Russian Academy of sciences, Nizhny Novgorod, Russia

Cyclic stellar activity is observed, first of all, from the Sun, but distant stars provide astronomical phenomena of analogous character. A basis for theories, which account for the astronomical observations of neutron stars can be established from the point of view of the condensed matter theory. The crucial mechanisms work in the interior of neutron stars, where the matter is expected to be superconducting. Theory of superconductivity in the matter of pulsars is far from being completed. Recently, it was found [Phys. Rev. C 102, 045803 (2020)] that the standard approach within the Ginzburg-Landau theory may be in principle inapplicable to the core of neutron star in case when the neutrons are superfluid in addition to the superconducting protons. The reason is that there are two critical temperatures, which are depth-dependent and generally do not coincide. Thus, the Ginzburg-Landau theory can be applied only at a fixed depth within the core, in a thin spherical layer where the critical temperatures are equal. Otherwise it is expected that the temperature effects will be significant and that the dichotomy of the superconductivity types will be broken, analogously to the high-temperature superconductors.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-161-164

Введение

Звездная активность может носить периодический характер, при котором наблюдаемые характеристики звезды возвращаются в прежнее состояние. Таков, например, 22-летний солнечный цикл Хейла, при котором периодически меняется количество солнечных пятен. Однако и далёкие звёзды проявляют активность циклического характера. Нейтронные звёзды представляют целый ряд периодических процессов, напрямую отражающихся на наблюдаемых характеристиках. Эти объекты, именуемые также пульсарами (и магнетарами – в случае величины магнитного поля у поверхности порядка 10^{14}–10^{15} Гс), являются компактными источниками радио и рентгеновских излучений. Например, пульсар в Парусах 0833-45, пульсар в Крабовидной туманности PSR B0531+21 – наиболее часто рассматриваемые нейтронные звёзды – обладают модуляциями на частотах собственного вращения. Существуют двойные звёздные системы, в которых присутствует модуляция в результате периодического затмения пульсара компаньоном; например, в двойной системе миллисекундного пульсара J1614-2230 при помощи задержки Шапиро была измерена его масса [1]. Ещё один пример циклов активности пульсаров представляют двойные системы с аккретирующим компаньоном нейтронной звезды, например, пульсар HETE J1900.1–2455 с наблюдаемой фазой аккреции в 2005–2015 годах и последующим остыванием [2]. Важным явлением, накладывающим некоторые критерии на теорию материи внутри пульсара, являются сбои частоты пульсаров, или кратко, «*глитчи*». Например, 12 декабря 2016 года «глитч» пульсара 0833-45 в созвездии Парусов скачком (длительностью не более 12.6 сек) повысил частоту видимого вращения 11.2 Гц на относительную величину $\Delta\nu/\nu = 1.431\times10^{-6}$, что сопровождалось последующей релаксацией [3]. Корректное расширение теории сверхпроводящих земных материалов для пульсаров должно учитывать значительную гравитационную стратификацию звёздной материи. Материя пульсара под его твёрдой корой является холодной квантовой жидкостью, в которой существенна зависимость микроскопических сил, действующих между барионами, от глубины под корой, что выражается в различных пространственных распределениях критической температуры как функции глубины для протонов и нейтронов. Ряд явлений внутри нейтронных звёзд существенно зависит от присутствия пространственно пересекающихся областей сверхпроводимости и сверхтекучести. Описание области пересечения является актуальной задачей микроскопической теории материи пульсаров. Первые шаги по рассмотрению сверхпроводимости в ядре пульсаров были сделаны в классической работе Бэйма, Петхика и Пайнса в 1969 [4]. Были получены оценки сверхпроводящей щели, сделан вывод о присутствии в ядре сверхпроводимости типа II, при этом сверхтекучесть нейтронов не была учтена. Для учёта сверхтекучести нейтронов необходимо развить теорию Гинцбурга-Ландау с двухкомпонетным параметром порядка

Результаты

Будем рассматривать тонкий сферический слой, где обе температуры совпадают, следуя нашей работе [5]. Параметр порядка для каждой жидкости с куперовским спариванием представляет из себя (в случае S- волнового спаривания) комплексную (волновую) функцию от пространственных координат. Малость параметра порядка позволяет записать свободную энергию системы вблизи критической температуры в виде разложения по степеням параметра порядка. Для выяснения характера сверхпроводимости при наличии нейтронной компоненты достаточно выписать члены вплоть до 4 порядка по волновым функциям и до 2 порядка по градиентам. Поскольку теория Гинцбурга-Ландау строится на целых степенях параметра порядка, то степень Δ_i данного члена типа i в разложении полной энергии сверхпроводящей системы может быть рассчитана по следующему правилу: $\Delta_i = d_i + n_i - 2$, где d_i – количество операторов набла в данном члене,

$d_i = \{0,2\}$, n_i – сумма степеней сверхтекучих плотностей в данном члене, $n_i = \{1,2\}$. Обозначим $n_\alpha = |\Psi_\alpha|^2$, где $\alpha = p$ (протоны) или n (нейтроны), причём $n_{\alpha 0}$ есть значения n_α в глубине сверхпроводника. Члены с $\Delta_i = 0$ следующие: $b_p n^2{}_p/2$, $b_n n_n^2 / 2$ и $b_{np} n_p n_n$. Члены $\Delta_i = 1$ суть: $\lambda_{\alpha\beta}\left(\nabla\sqrt{n_\alpha}\right)\cdot\left(\nabla\sqrt{n_\beta}\right)$ и $\frac{1}{2m} n_\alpha P_\alpha^2$, где m – масса бариона, P_α равны калибровочно-инвариантному импульсу на один барион. Члены с $\Delta_i = 2$ есть: $\frac{1}{2m}\frac{n_{npo}}{n_{po}n_{no}} n_\alpha n_\beta \left(P_\alpha - P_\beta\right)^2$ и $\mu_{\alpha\beta}\left(\nabla n_\alpha\right)\cdot\left(\nabla n_\beta\right)$. Член $\propto n_\alpha n_\beta \left(P_\alpha - P_\beta\right)^2$ описывает взаимное увлечение сверхтекучих барионов. Применяя вариационный принцип к полной энергии при заданном химическом потенциале сверхтекучих квазичастиц, получаем систему связанных нелинейных стационарных уравнений Шрёдингера. Решение этой системы при соответствующих граничных условиях во внешнем магнитном поле даёт профили волновых функций Ψ_α и векторного потенциала, который экспоненциально спадает, согласно эффекту Майсснера. Типичный ход функций на границе между сверхпроводником и нормальным проводником, заполненным магнитным полем, показан на рис. 2 работы [5]. Прямые численные решения уравнений дают возможность оценить величину и знак поверхностного натяжения на данной плоской границе. Положительный знак свидетельствует о сверхпроводимости типа I, отрицательный – типа II. Одна из задач, поставленных в работе [5], состояла в определении влияния параметров, задающих взаимодействия в ядерной материи между нейтронами и протонами, на тип сверхпроводимости. В отсутствие нейтронов тип сверхпроводимости параметризуется числом Гинцбурга-Ландау κ_0, равного отношению лондоновской глубины проникновения к длине когерентности; при $\kappa_0 = 1/\sqrt{2}$ поверхностная энергия меняет знак. В материи нейтронных звёзд значение κ_0 оценивается как ~3 [4]. При наличии нейтронов смена знака происходит при других численных значениях. Анализ уравнений, определяющих термодинамическое критическое магнитное поле и динамическое критическое магнитное поле, приводит к формуле, определяющей значение параметра Гинцбурга-Ландау в точке смены знака поверхностной энергии $\kappa_c = \sqrt{\frac{1}{2}\left(1+\frac{\Theta_2}{\eta}\right)\frac{1-\gamma(1+\eta\Theta_3)}{1-\Theta_2\Theta_3}}$ [5]. Безразмерные параметры определяются в однородной материи при данной плотности барионов по следующим соотношениям: $\eta = n_{p0} / n_{n0}$, $\gamma = n_{np0} / n_{p0}$, $\Theta_2 = b_{np} / b_p$ *и* $\Theta_3 = b_{np} / b_n$.

Выводы

Традиционный способ описания сверхтекучих систем развивается в рамках теории Гинцбурга-Ландау, согласно которой свободную энергию сверхпроводника можно разложить по степеням параметра порядка вблизи температуры перехода. В работе [5] установлено, что вследствие изоспиновой асимметрии, данное основное условие теории не может выполняться одновременно и для протонов, и для нейтронов в ядре пульсара. Исключение, возможно, составляет тонкий сферический слой в глубине ядра пульсара [5]. Вне этого слоя внутри ядра, при одновременном наличии сверхпроводимости и сверхтекучести, тип сверхпроводимости протонов будет, вероятно, не совпадать ни с типом II, ожидаемом в случае отсутствия сверхтекучести нейтронов, ни с типом I, который также хорошо известен в земных материалах, а будет обладать (не изученным пока) промежуточным характером, при котором статическое взаимодействие между квантовыми вихревыми нитями носит немонотонный характер. Существуют земные аналоги промежуточного типа сверхпроводимости [6]. Взаимодействие вихрей и магнитный отклик в большей части сверхпроводящей материи в пульсарах представляет актуальную открытую проблему астрофизики. Ключевым шагом для её решения является применение и расширение теории конденсированных сред к материи нейтронных звёзд.

Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект № 20-12-00268).

Литература

1. *Demorest P.B. et al.* // Nature, 2010, **467**, 1081–1083.
2. *Degenaar N. et al.* // MNRAS, 2017, **465**, L10–L14.
3. *Palfreyman J. et al.* // Nature, 2018, **556**, 219.
4. *Baym G., C. Pethick and D. Pines* // Nature, 1969, **224**, 673.
5. *Kobyakov D.N.* // Phys. Rev., 2020, C **102**, 045803.
6. *Vagov A. et al.* // Phys. Rev. B, 2016, **93**, 174503.

«ЭФФЕКТ ДАНЖОНА», СОЛНЕЧНАЯ АКТИВНОСТЬ, ВУЛКАНИЗМ И КЛИМАТ

Комитов Б.П.[1], Кафтан В.И.[2]
[1]*Институт астрономии с НАО, БАН, София, Болгария*
[2]*Геофизический центр РАН, Москва, Россия*

"DANJON-EFFECT", SOLAR ACTIVITY, VOLCANISM AND CLIMATE

Komitov B.P.[1] and Kaftan V.I.[2]
[1]*Institute of Astronomy and NAO-BAS, Sofia, Bulgaria*
[2]*Geophysical Center of RAS, Moscow, Russia*

The "Danjon-effect" is a phenomenon, which presents trend to concentration of so called "dark" total lunar eclipses (DTLE) near to solar sunspot minimum phases. It was a starting point for the present study, which main subject is a statistical analysis of relationship between the solar and volcanic activity for a maximal long time as it is possible. For this aim the Smithsonian museum for natural history volcanic activity catalog has been used. On its base a time series of the total annual volcanic eruptions number for the period 1551–2020 AD has been builds and explored for cycles of possible solar origin. Cycles by lengths of 10–11, 19–25, 60–63 and ~ 200 yr (all they with possible solar origin) has been established. It has been also found that there are two peaks of volcanic activity during the sunspot activity cycle – the first one is near to sunspot minima and (sunspot cycle phase 0.9 $\le \Phi \le 1.0$ and $0 \le \Phi \le 0.2$) and the second more wide one – near to sunspot cycle maxima ($0.3 \le \Phi \le 0.6$), where Φ is calculated on the base of every one sunspot cycle length separately. This tendency is better expressed for the most powerful volcanic eruptions by eruptive index VEI≥ 5 and less for eruptions, for which VEI = 4, while it is not visible for the weaker eruptions. This result supports to hypothesis that the "Sun-volcanism" relationships are by trigger nature and the galactic cosmic rays (GCR) during the sunspot cycle changes as well as strong solar flares + related to them geomagnetic activity are their primary sources.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-165-168

1. Введение

Одним из сильнейших косвенных доказательств связи активности Солнца и вулканических явлений является тенденция к концентрации случаев т.н. „темных" полных лунных затмений около фаз минимумов 11-летних солнечных пятнообразовательных циклов (точнее, через год-два после таковых), когда Луна почти не видна, либо она выглядит темно-серой и тусклой. Это явление установлено ровно 100 лет назад французским астрономом Андре-Луи Данжоном [1]. Оно связано со значительным уменьшением оптической прозрачности атмосферы Земли во время эпох солнечных минимумов, к чему могут привести повышения концентраций аэрозолей и пыли. Существование подобного эффекта может являться индикатором косвенного влияния солнечной активности на климат.

2. Данные и методы

Таким образом, на основании вышесказанного, мы полагаем, что проблема исследования влияния солнечной активности на вулканизм важна также в контексте взаимодействия «Солнце–климат». Представленное исследование является продолжением нашей прежней работы с 2019 г. [2]. Оно охватывает анализ данных о календарных моментах всех вулканических извержений с 1551 до 2020 года и соответствующих им вулканических эруптивных индексах (VEI – *Volcanic Eruptive Index*), характеризующих мощности извержения. Эти данные получены из базы данных проекта Global Volcanism Program (*https://volcano.si.edu*) Смитоснианского музея естественной истории. Таким образом, исследование использует информацию о 6215 вулканических извержениях, что на 199 случаев больше чем в работе [2] на интервале 1551–2014 гг. Параметры солнечных циклов до 1610 г. определены на основе Ряда Шове [3].

В настоящем исследовании, равно как и в прежнем [2], устранен общий нелинейный тренд. Вначале для него было использовано приближение в виде полного кубического полинома, и далее – полного полинома 4-ой степени, последующие результаты для обоих случаев были сопоставлены между собой. Для исследования спектров циклических колебаний в остаточных рядах после устранения тренда, как и в работе [2], были использованы вейвлет анализ [4] и T-R периодограмный анализ (TRPA) [3]. TRPA был использован как в обычном режиме, для выявления среднего спектра общего временного ряда, так и в режиме получения скалограмм подобных вейвлет анализу.

3. Результаты и анализ

При помощи вейвлет анализа получен спектр колебаний в ряде остаточных характеристик, сглаженных трехлетним временным окном, годовых чисел вулканических извержений после устранения общего нелинейного тренда. Оказалось, что лучшим приближением явился полином 4-ой степени (рис. 1). Коэффициент корреляции R_4 этого тренда с самим первичным временным рядом равен 0.975, при соответствующем параметре Снедекора-Фишера F_4 = 20.46. Таким образом, из вейвлет спектров выделены циклы продолжительностью 5, 11, ~25, 60–64 и ~200 лет, у которых есть солнечные и солнечно-земные аналоги.

Аналогичные результаты получены при исспользовании TRPA (рис. 2). В обоих случаях вычитания тренда в области периодов ниже 100 лет регистрируются одни и те же статистически значимые колебания с периодами 10.5, 19–25 (в среднем 22) и ~60 лет. Подтверждается существование около 200-летнего цикла в ряде годовых чисел вулканических извержений, который в этом случае составляет 178 лет. О солнечной причине колебаний такого периода доказательства приведены в ряде работ, например [5].

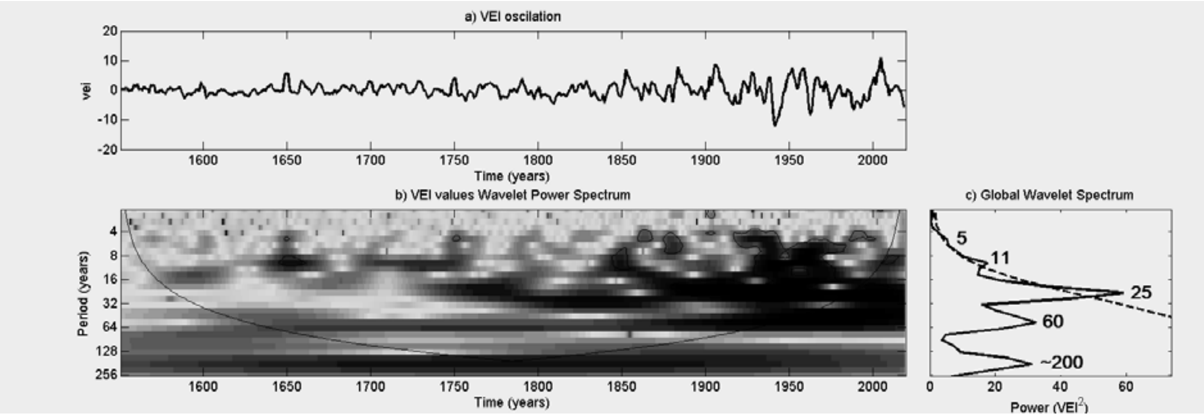


Рис. 1. Вейвлет-спектр временного ряда остаточных характеристик:
вверху – временный ряд, в центре – скалограмма, справа – общий амплитудный спектр

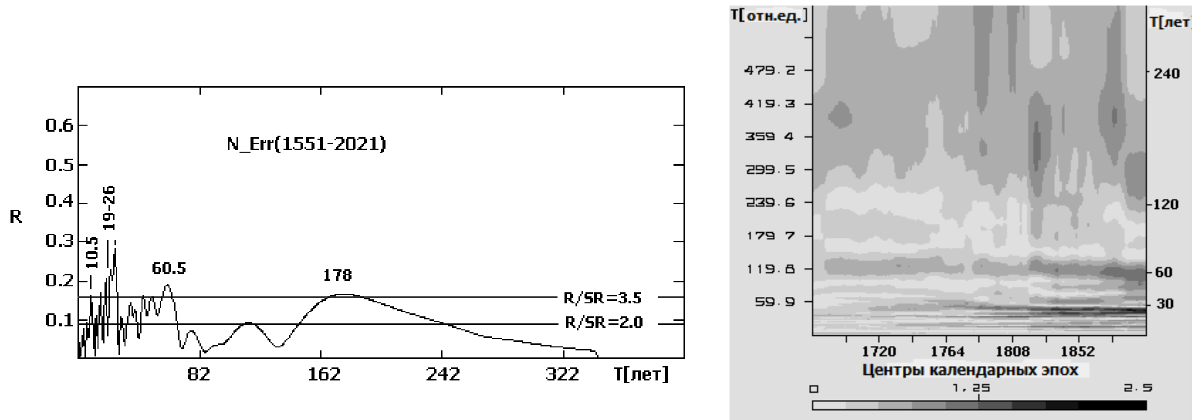


Рис. 2. Слева – общий T-R спектр временного ряда остаточных характеристик,
справа – скалограмма

Следующим шагом настоящей работы является исследование проблемы частотного расспределения вулканических извержений в зависимости от фазы солнечного пятнообразовательного цикла. Для каждого вулканического извержения в интервале 1550–2020 гг. эта фаза была определена, исходя из календарного года момента извержения t_e, а также из календарных моментов минимумов t_{min} и максимумов t_{max} конкретного солнечного пятнообразовательного цикла при помощи формулы: $\Phi = \dfrac{t_e - t_{\min}}{t_{\max} - t_{\min}}$. Результаты для извержений разной мощности показаны на гистограмах рис. 3. Как видно из гистограмм, существует тенденденция приуроченности вулканической активности не только к солнечным минимумам ($0.9 \le \Phi \le 1.0$), но также и к максимумам ($0.3 \le \Phi \le 0.6$). Тенденция четко выражена для самых мощных извержений (VEI ≥ 5) и плохо проявляется, либо вообще не заметна, у слабых.

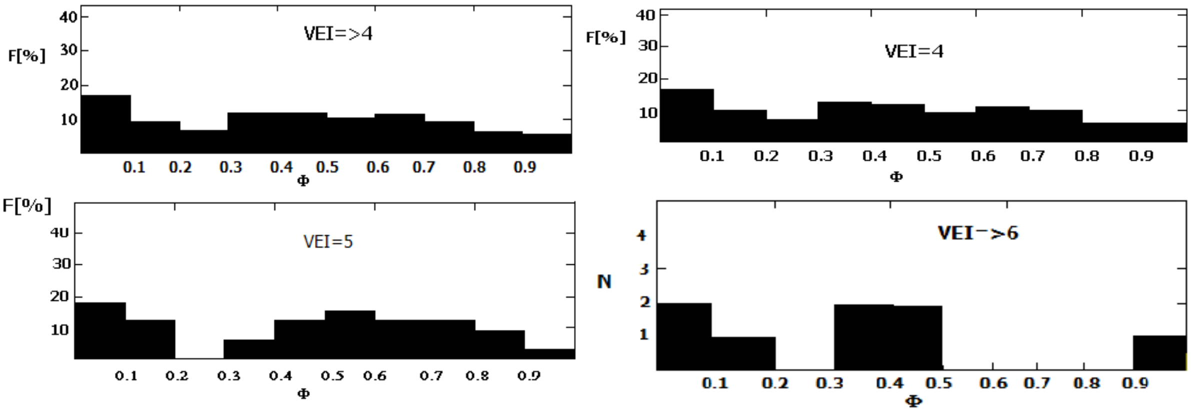


Рис. 3. Частотное распределение F% вулканических извержений разной мощности (VEI) в зависимости от фазы солнечного пятнообразовательного цикла Φ. В последней гистограмме (внизу справа) для самых мощных извержений (VEI ≥ 6) указано число случаев N для соответствующего значения Φ.

Усиление электропроводимости низкой атмосферы из-за увеличения концентрации электрических зарядов под действием ГКЛ во время солнечных минимумов может привести к усилению образования аэрозолей и облачности [6]. Электростатические взаимодействия между электрическими зарядами нижней атмосферы и литосферой, по всей вероятности, возбуждают активизацию вулканических очагов, а, вместе с тем, концентрацию пыли и кислотных газов в атмосфере. Это, в свою очередь, дополнительно стимулирует образование аэрозолей и облачности, что и объясняет возникновение «эффекта Данжона». Активизация вулканов в эпохах максимумов солнечной активности, возможно, связана с солнечными протонными явлениями (SEP) и геомагнитной активностью.

Литература

1. *Danjon A.* Relation Entre l'Eclairement de la Lune Eclipsee et l'Activite Solaire // L'Astronomie, 1921, 35, 261
2. *Комитов Б., Кафтан В.* Анализ временного среднегодовых значений общепланетарного вулканического индекса (VEI) за последние ~400 лет. О возможной связи с солнечной и геомагнитной активностью / XXIII Всероссийская ежегодная конференция по физики Солнца, сб. «Солнечная и солнечно-земная физика – 2019», СПб, Пулково, 7 – 11 октября, РАН, ISBN:0552-5829, DOI:10.31725/0552-5829-2019-229-232, С. 229-232
3. *Komitov B*. The Schove's series. Centural and Supercentural variations of the solar activity. Relationships between adjacent 11-year cycles // Bulg.Geoph.J, 1997, 23,74–82
4. *Torrence, C. and Compo, G.P.* A Practical Guide to Wavelet Analysis // Bul. Am. Meteor. Soc., 1998, 79, 61-78
5. *Дергачев В.А., Чистяков В.Ф.* 200-210 и 2400 летние солнечные циклы и колебания климата // Изв. ФТИ, 1993, С.112-130
6. *Svensmark, H., and E. Friis-Christensen*. Variation of cosmic ray flux and global cloud coverage – A missing link in solar-climate relationships // J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 1997, 59, 1225-1232

О ПОДОБИИ РАЗВИТИЯ 11-ЛЕТНЕГО ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ В РАЗНЫХ ДОЛГОТНЫХ ИНТЕРВАЛАХ

Крамынин А.П., Михалина Ф.А.
Уссурийская астрофизическая обсерватория ИПА РАН, Уссурийск, Россия

ON THE SIMILARITY OF THE DEVELOPMENT OF THE 11-YEAR CYCLE OF SOLAR ACTIVITY IN DIFFERENT LONGITUDE INTERVALS

Kramynin A.P., Mikhalina F.A.
Ussuriisk astrophysical observatory IAA RAS, Ussuriisk, Russia

The features of the development of 11-year cycles of solar activity in different longitude intervals are studied according to the data on the number of sunspots in the period 1874–2018. It is established that the time changes in the number of sunspots in different longitude intervals are similar by 78.5%. And the maximum value of cyclic curves in each longitude interval is determined by the average value of the number of sunspots in this interval. I.e., the greatest index changes occur in active longitudes. Small fluctuations in the number of sunspots, a contribution of about 4%, with a 22-year cycle of solar activity and a period of about 3.2 years were revealed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-169-172

Впервые вопрос о различии циклических кривых в разных долготных интервалах был исследован Ю.И. Витинским [1]. Для этого автором [1] была введена специальная характеристика – индекс циклоподобия. Оказалось, что от одного долготного интервала к другому величина индекса циклоподобия испытывает довольно большие колебания. Был сделан вывод, что искажение циклических кривых обусловлено асинхронностью развития 11-летнего цикла в «активных долготах». Однако используемый в [1] метод не позволяет сделать оценку, насколько вид циклических кривых подобен в разных долготных интервалах. В данной работе для ответа на этот вопрос авторы использовали метод разложения ряда на естественные ортогональные функции.

Для исследования использовались данные наблюдений групп солнечных пятен следующих обсерваторий: Гринвич за 1874–1982 гг. www.ngdc.noaa.gov, Пулково за 1954–2018 гг. www.solarstation.ru и Уссурийской обсерватории за 1954–2018 гг. www.uafo.ru. Данные были представлены в виде матрицы Nij, строки которой показывали число групп солнечных пятен в j-том долготном интервале в i-тый год. Матрицы были сформированы как для всего исследуемого интервала 1874–2018 гг. раздельно для северного и южного полушарий Солнца.

Для того чтобы разделить влияние, возможно, разных независимых факторов, влияющих на распределение числа групп солнечных пятен по долготе и оценить вклад каждого фактора в общие вариации исследуемого параметра, использовался метод разложения матриц Nij на естественные ортогональные функции (ЕОФ) [2] в виде:

$$Nij = \sum Tki\ Lkj,$$

где Nij – число групп солнечных пятен в i-тый год в j-том долготном интервале. Lkj – k-тая координатная функция, которая описывает, в нашем случае, усредненные особенности годового распределение числа групп солнечных пятен по долготе под воздействием k-того фактора.Tki – сопряженная с Lkj временная функция, которая описывает изменение амплитуды этого усредненного к-того годового долготного распределения со временем. Т.е. соответствующая временная функция несет всю информацию об изменениях во времени числа групп солнечных пятен j-том долготном интервале под действием к-того фактора. Т.е. этот метод позволяет численно определить степень подобия и особенности различия 11-летних циклов в разных долготных интервалах.

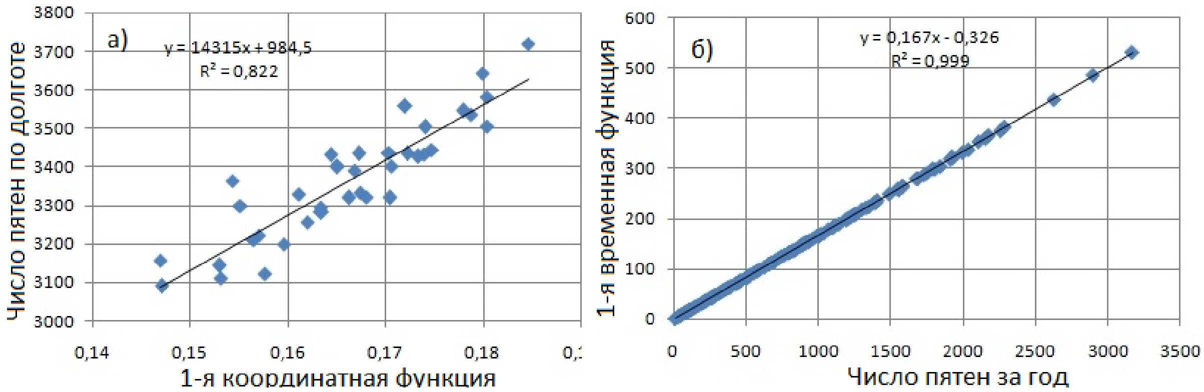


Рис. 1.

Результаты расчетов показывают, что разложение матриц Nij на ЕОФ быстро сходится. Достаточно 3-х членов разложения, чтобы описать более 80% вариаций исследуемых рядов, причем вклад первых компонентов разложения составляет 78,5% и 78% для северного и южного полушарий соответственно. Сравнение первых координатных функций для северного и южного полушарий рис. 1а показывает их хорошее сходство с соответствующими долготными распределениями числа солнечных пятен, полученных методом наложенных эпох (коэффициент корреляции 0,9 для северного и несколько меньше 0,7 для южного полушарий Солнца). Что касается временных функций, то они хорошо коррелируют с изменениями числа солнечных пятен в соответствие с 11-летними колебаниями солнечной активности рис. 1б (коэффициент корреляции 0,99). Таким образом, по первому компоненту разложения на ЕОФ ряда числа солнечных пятен видим, что в каждом долготном интервале кривые развития 11-летнего цикла на 78,5% подобно виду циклической кривой усредненной по всем долготам. А вот амплитуда цикла в каждом долготном интервале различается и определяется средним значением числа солнечных пятен в данном долготном интервале. Отсюда следует, что в «активных долготах» высота 11-летних циклов больше.

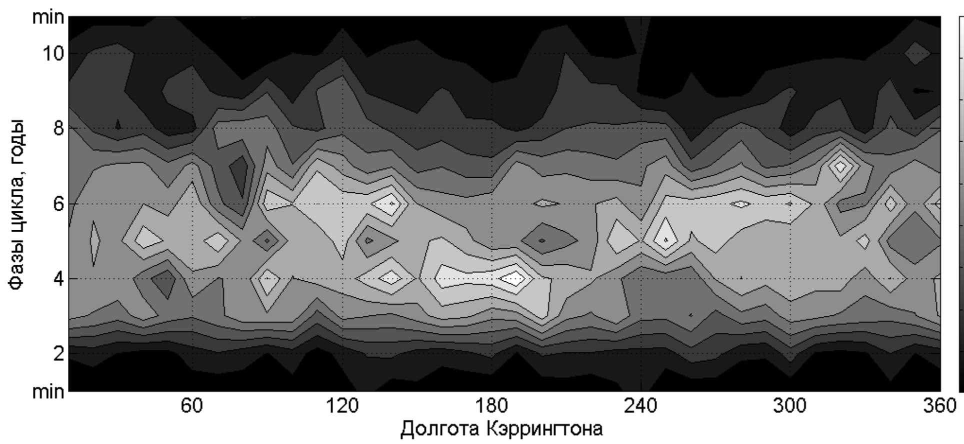


Рис. 2.

Однако, на рис. 2, где приведена усредненная по 6 циклам одинаковой продолжительности диаграммы распределения числа солнечных пятен в координатах долгота-фаза цикла, видим, что положение максимумов цикла располагаются в разных долготных интервалах и показывают разную продолжительность ветви роста цикла 4 и 6 лет соответственно, тогда как в суммируемых циклах ветвь роста в среднем чуть больше 3 лет. Т.е. можно предположить, что это вторичные максимумы цикле и за их появление ответственны другие долготные интервалы.

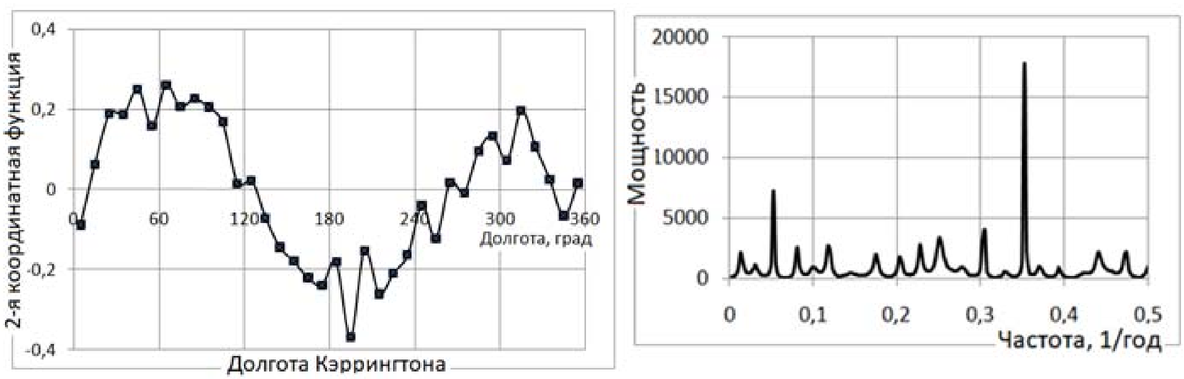


Рис. 3.

Второй компонент разложения вносит вклад около 4%. Отметим, что как 2-я координатная функция рис. 3а, описывающая особенности долготного распределения числа солнечных пятен под воздействием второго фактора, так и соответствующая ей временная функция знакопеременны, что приводит к дополнительным небольшим колебаниям числа солнечных пятен с периодами около 3,2 и 19,2 года рис. 3б. Пик 19,2 года – это, по-видимому, 22-летний цикл солнечной активности и наблюдаемые вариации, связанные с этим периодом – результат действия правила Гневышева-Оля, когда четный и нечетный циклы имеют разную высоту. С каким механизмом связано появление пика 3,2 года требует дальнейшего исследования. В предыдущей работе авторов [3] высказывалось предположение, что эти вариации связаны с колебаниями формы тороидального поля Солнца.

Итак, установлено, что ряды разложения на ЕОФ довольно быстро сходятся, причем вклад первого компонента разложения более 78%. По первому компоненту видим, что временные изменения в разных долготных интервалах подобны и определяется на 78,5% временным ходом 11-летнего цикла. Причем амплитуда 11-летней кривой в каждом долготном интервале определяются средним значением числа солнечных пятен в этом долготном интервале. Таким образом, наибольшие изменения используемого индекса происходят в активных долготах и достигают максимальных значений в год максимума цикла. Кроме того появление основного и вторичных максимумов в цикле связаны с разными долготными интервалами.

Вклад второго и третьего компонента разложения ~4% каждого, описывают другие особенности долготного распределения солнечной активности, связанные с другими независимыми факторами, описывают небольшие колебания числа пятен в долготных интервалах с периодами около 3,2 и 19,2 лет. Оставшиеся ~10% вклада, по-видимому, связана со случайным шумом.

Литература

1. *Витинский Ю.И., Копецкий М., Куклин Г.В.* Статистика пятно-образовательной деятельности Солнца. – М.: Наука, 1986.
2. *Вертлиб А.Б., Копецкий М., Куклин Г.В.* Опыт применения разложения по естественным ортогональным функциям некоторых индексов активности // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца: Иркутск, 1971. Вып.2, С.194-209.
3. *Крамынин А.П., Михалина Ф.А.* Активные долготы в максимумах солнечных циклов, Солнечная и солнечно-земная физика – 2020. // СПб, Пулково, 5 – 9 октября 2020, с. 173-176.

РЕКОНСТРУКЦИИ ГЕЛИОСФЕРНОГО МОДУЛЯЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА И ВАРИАЦИИ КЛИМАТА ЗЕМЛИ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 20 ТЫСЯЧ ЛЕТ

Кудрявцев И.В., Дергачёв В.А.
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, г. Санкт-Петербург, Россия

RECONSTRUCTIONS OF HELIOSPHERIC MODULATION POTENTIAL AND CLIMATE VARIATIONS OVER THE PAST 20000 YEARS

Kudryavtsev I.V., Dergachev V.A.
Ioffe Institute, St. Petersburg, Russia

We consider reconstructions of the heliospheric modulation potential (HMP) over the past 20 thousand years based on the radiocarbon data, taking into account changes in the Earth's climate. This time interval includes the process of the end of the last ice age and the transition to the Holocene. Variations of the reconstructed values the HMP (i.e., the activity of the Sun) are compared with the global surface temperature. It is shown that high solar activity could lead to the Mayendorf warming and to the recorded temperature maximums around 7000 and 5300 BC. The drop in temperature between 3000-1000 BC and during the Little Ice Age could be the result of low solar activity.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-173-176

Данные по содержанию космогенного изотопа ^{14}C в атмосфере Земли в прошлые столетия и тысячелетия (см., например, [1]) широко используются для изучения изменений солнечной активности (СА) в до-инструментальную эпоху. Для этих целей используется и данные по содержанию космогенного изотопа ^{10}Be во льдах полярных зон. Однако эти данные отражают не только скорость генерации этого изотопа под действием Космических Лучей (КЛ), интенсивность которых модулируется солнечной активностью в межпланетном пространстве, но изменение земного климата во времени.

На рисунке 1а представлены вариации глобальной приземной температуры за последние 20 тысяч лет согласно работам [2–4]. Рассматриваемый временной интервал можно разделить на два периода: 1 – от максимума оледенения (~20–22 тысяч лет назад) и до наступления Голоцена (~12 тысяч лет назад) и 2 – Голоцен. Как видно на рисунке 1а, до ≈ 7500 года до нашей эры (г. до н.э.) происходило систематическое увеличение температуры. Во время Голоцена температура не оставалась постоянной. На временном интервале ≈ (7500–3000 гг. до н.э.) происходили колебания глобальной приземной температуры, а после имело место систематическое уменьшение температуры (рис. 1а), в том числе, во время хорошо известного Малого Ледникового Периода (МЛП). Содержание углекислого газа также росло вместе с ростом температуры во время перехода от глобального оледенения к Голоцену. На рисунке 1b показано изменение концентрации CO_2 в земной атмосфере до 1777 г. н.э., согласно работе [5]. Изменения глобальной температуры и содержания CO_2 в атмосфере Земли не могли не сказаться на относительном содержании изотопа ^{14}C в земной атмосфере. Так, в работе [6] отмечен данный эффект для МЛП. В работах [7–9] построена модель радиоуглеродной обменной системы для периода 17000-5000 тысяч лет до н.э. с учетом изменения земного климата и рассчитана скорость генерации изотопа ^{14}C. При этом если до 8000 тысяч лет до н.э. климатические изменения влияли, в основном, на скорость перехода радиоуглерода из океана в атмосферу, то на интервале 8000–5000 лет до н.э. необходимо [8] учитывать и изменение скорости перехода радиоуглерода из атмосферы в биосферу в результате роста растительности. При этом спад содержания CO_2 в атмосфере Земли в интервале 8000–5000 лет до н.э. может быть связан с увеличением скорости перехода из атмосферы в биосферу при увеличении растительности в этот период.

В работе [10] приведена реконструкция Гелиосферного Модуляционного Потенциала (ГМП), который отражает модуляцию ГКЛ и характеризует изменение СА для временного интервала 17000–5000 тысяч лет до н.э. Данная реконструкция проводилась с учетом изменения магнитного поля Земли, согласно работе [11]. Для продления реконструкции ГМП на остальной Голоцен необходимо учесть и изменения климата в Голоцене. К таким изменениям, в первую очередь, следует отнести МЛП и изменения климата, приведшие к превращению Сахары в пустыню. Последнее, очевидно, должно вести к уменьшению растительности и, соответственно, должна уменьшаться скорость перехода углерода (и радиоуглерода) из атмосферы в биосферу. Это, в свою очередь, должно приводить к увеличению содержания CO_2 в атмосфере, что можно видеть на рисунке 1b после $\approx$ 5000 года до н.э.

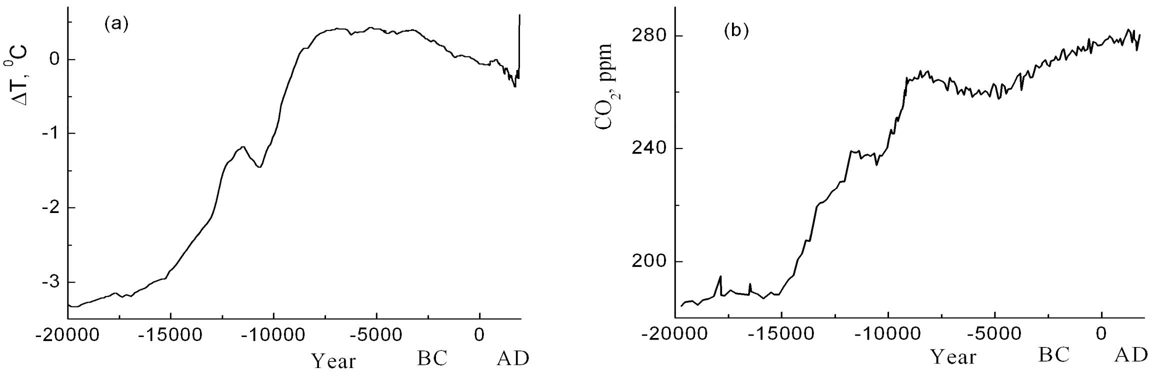


Рис. 1. (a) – Изменение глобальной температуры [2–4] и (b) – Изменение концентрации CO_2 в земной атмосфере [5].

Возникает вопрос: когда скорость перехода из атмосферы в биосферу должна была уменьшиться до современного значения. Здесь мы отметим, что в качестве современных значений скоростей перехода изотопа ^{14}C из одного природного резервуара в другие мы будем принимать значения, полученные в работе [12] и отмеченные в работе [6]. Будем считать, что скорость перехода изотопа ^{14}C из атмосферы в биосферу спадает по линейному закону до современного уровня на временном интервале от 5000 г. до н.э. до момента времени t^* [13]. На рисунке 2 представлены результаты расчетов ГМП на временном интервале 17000 г. до н.э. по 1000 г. н.э., аналогично работе [10], при t^* = 3000 г. до н.э. (рис. 2a) и 1000 г. до н.э. (рис. 2b). Как видно из приведенных реконструкций ГМП, активность Солнца могла быть чрезвычайно высокой около 12400, 6700 и 4860 гг. до н.э., эти моменты времени обозначены цифрами 1–3 на рис. 2а. Значения ГМП могло достигать 1 ГВ. Здесь необходимо отметить, что согласно [14], средний ГМП за период 1950–2000 гг. составляет около 0.8 ГВ. Таким образом, в отмеченные периоды СА могла быть на современном уровне. Такая высокая активность Солнца может вызывать потепление на Земле. Известно, что в ≈ (12500–11850) гг. до н.э. на Земле происходило Майендорвское потепление и, следовательно, это потепление могло быть следствием очень высокой активности Солнца около ~12400 г. до н.э. Последующий спад и колебания ГМП сопровождаются периодами похолоданий (Древнейший, Древний и Поздний Дриас) и периодами потеплений между ними.

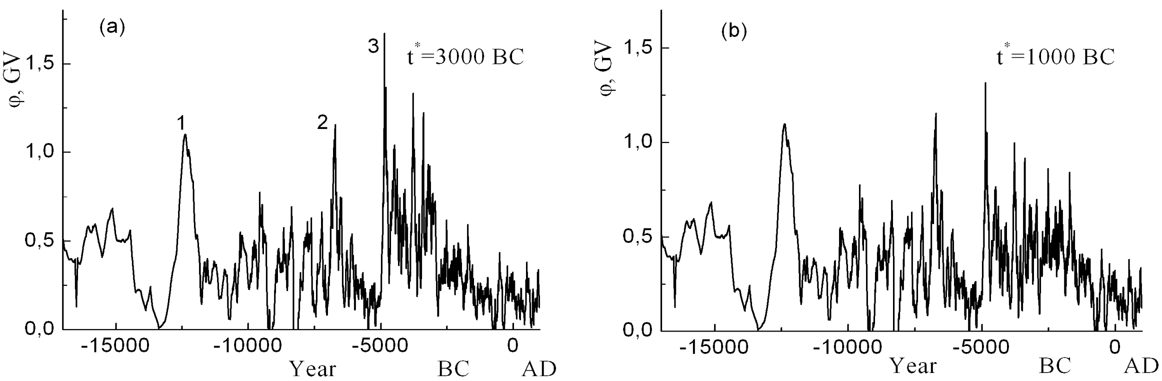


Рис. 2. Реконструированные значения ГМП на основе радиоуглеродных данных.

На временном интервале ≈ (7000–3000) гг. до н.э., согласно [2], глобальная приземная температура держится на максимальных значениях (рис. 1а). На этот временной интервал приходятся периоды экстремально высоких значений ГМП (и СА) (рис. 2а). Резкий спад реконструированных значений ГМП наблюдается после ≈ 3000 г. до н.э. В это же время имело место и уменьшение глобальной температуры (рис. 1а). Около 1200 г. до н.э. наступила некоторая стабилизация глобальной температуры на несколько сотен лет, что соответствует приведенным на рис. 2 реконструкциям ГМП. Резкий спад температуры, начавшийся около 800 г. н.э., соответствует началу Малого Ледникового Периода (МЛП).

Реконструкции ГМП на основе радиоуглеродных данных для 2-го тысячелетия нашей эры с учетом вариаций климата была рассмотрена в работах [15, 16] с использованием более подробных данных по вариациям температуры [17, 18] и содержания CO_2 [19] атмосфере Земли. В работе [19] представлена реконструкция ГМП на основе данных NGRIP [21] по содержанию космогенного изотопа ^{10}Be во льдах Гренландии. Как установлено, в этот период наблюдались такие минимумы СА, как минимумы Вольфа, Шпёрера, Маундера и Дальтона. Таким образом, МЛП мог быть результатом этих минимумов СА. Кроме этого, данные реконструкции показывают, что минимальные значения ГМП во время минимума Шпёрера и Маундера могли быть сравнимыми с минимальным значением ГМП во время минимума Дальтона. Последний из этих минимумов был очень короткий, и после его окончания началось потепление.

Литература

1. *Reimer P.J. et al.* // Radiocarbon, 2013. V. 55(4). P. 1869.
2. *Marcott S.A. et al.* // Science. 2013. V. 339. P. 1198.
3. *Marcott S.A. and Shakun J.D.* // Pages Magazine. 2015. V. 23(1). P. 28.
4. *Shakun J.D. et al.* // Nature. 2012. V. 484. P. 49.
5. *Monnin E. et al.* // Earth and Planetary Science Lett. 2004. V. 224. P. 45.
6. *Koudriavtsev I.V. et al.* // Geohronometria. 2014. V. 41(3). P. 216.
7. *Kudryavtsev I.V. et al.* // Geomag. and Aeronomy. 2016. V. 56. No. 7. P. 858.
8. *Кудрявцев И.В., Дергачев В.А.* // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2016», ГАО РАН, СПб, 2016, P. 179.
9. *Kudryavtsev I.V. et al.* // Geomag. and Aeronomy. 2018. V. 58. No. 7. P. 925.
10. *Kudryavtsev I.V. and Dergachev V.A.* // Geomag. and Aeronomy. 2019. V. 59. P. 1099.
11. *Knudsen M.F. et al.* // Earth Planet. Sci. Lett. 2008. V. 272, P. 319.
12. *Дорман Л.И* // Труды 6 Всесоюзного совещания по проблеме «Астрофизические явления и радиоуглерод». Тбилиси. 1978. С. 49-96.
13. *Кудрявцев И.В., Дергачев В.А.* // Труды Всероссийской ежегодной конференции по физике Солнца «Солнечная и солнечно-земная физика – 2020», ГАО РАН, СПб, С. 185.
14. *Muscheler R et al.* // Solar Physics. 2016. V. 291. P. 3025-3043.
15. *Kuleshova A.I. et al.* // Geomag. and Aeronomy. 2015. V. 55. P. 1071.
16. *Kudyavtsev I.V. et al.* // Geomag. and Aeronomy. 2016. V. 56. P. 998.
17. *Crowley T.J. and Lowery T.S.* // Ambio. 2000. V. 29, P. 51–54.
18. *Moberg A. et al.* // Nature. 2005. V. 433. P. 613-617.
19. *Etheridge D.M.* et al. 998. http://cdiac.ornl.gov/ftp/trends/co2/lawdome.smoothed.yr75.
20. *Kudryavtsev I.V.* / Geomag. and Aeronomy. 2020. V. 60. No. 8. P. 1028.
21. *Berggren A.-M. et al.* // Geophys. Res. Lett. 2009. V. 36. L11801.

О СВЯЗИ КОРОНАЛЬНЫХ ДЖЕТОВ С ДЕПРЕССИЯМИ МИКРОВОЛНОВОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Кузьменко И.В.
Институт прикладной астрономии РАН, г. Уссурийск, Россия

ON THE RELATION BETWEEN CORONAL JETS AND DEPRESSIONS OF MICROWAVE RADIO EMISSION

Kuzmenko I.V.
Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Ussuriysk, Russia

The relationship between observations of coronal jets in the extreme ultraviolet range and depressions of the total radio flux (negative bursts) was traced. Negative bursts of different types were observed in solar events of March 2015 and September 2017 at a number of frequencies in the microwave range using data from different observatories. An analysis of the observations showed that depressions were caused by partial screening by jets material of the radiation from radio sources located near the solar limb in active regions with a complex magnetic configuration. A comparative analysis of the observation times of numerous jets and depressions of the total radio flux at frequencies of 1–17 GHz showed that emergence of many jets could be identified with negative radio bursts. At least 12 depressions in radio emission were found within three days in September 2017. It shows that negative bursts are not as rare as previously thought.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-177-180

Введение

Отрицательные всплески в микроволновом диапазоне представляют собой временную депрессию интегрального потока радиоизлучения ниже квазистационарного уровня. Большинство из них относятся к типу «послевсплесковое уменьшение потока» и неплохо изучены, типы «изолированный» и «поглощение перед всплеском» встречаются реже и мало исследованы. В ряде работ [1–3] было показано, что, в основном, причиной депрессий радиоизлучения являлось поглощение низкотемпературной плазмой эруптивного волокна излучения локальных радиоисточников, а также обширных областей спокойного Солнца. В некоторых случаях излучение радиоисточников экранировалось веществом джетов (мелкомасштабных выбросов плазмы, наблюдаемых в крайнем ультрафиолетовом (КУФ) и рентгеновском диапазонах) [4, 5]. Считается, что события с отрицательными всплесками довольно редки [3, 5].

В настоящей работе по данным различных спектральных диапазонов проведен анализ наблюдений солнечных событий в марте 2015 г. и сентябре 2017 г., в которых наблюдались депрессии радиоизлучения разного типа, с целью определения причин их возникновения.

Анализ наблюдений

В марте 2015 г. и сентябре 2017 г. на Солнце наблюдались две развивающиеся активные области сложной магнитной конфигурации (βγδ) – NOAA 12297 и NOAA 12673, которые показывали высокую активность в виде вспышек классов M и X. Первая активная область находилась вблизи восточного лимба Солнца, вторая – приближалась к западному. В обеих активных областях наблюдались многочисленные джеты. По данным интегрального потока радиоизлучения на частоте 2.8 ГГц, полученным в Уссурийской обсерватории ИПА РАН, в двух событиях (08/09.09.2017 и 09.03.2015) были зарегистрированы отрицательные радиовсплески, которые наблюдались также на разных частотах по данным других обсерваторий (рис. 1). Для анализа использовались записи сети радиотелескопов RSTN ВВС США и радиополяриметров Нобеяма.

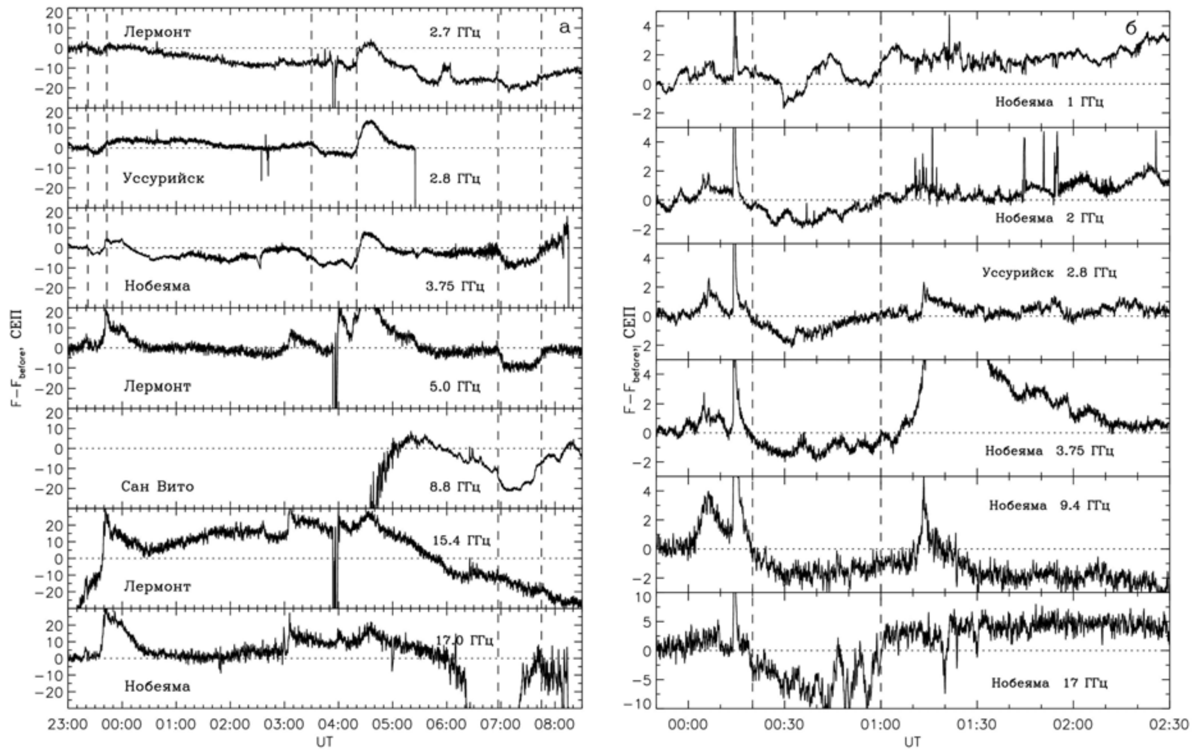


Рис. 1. Сглаженные записи интегрального радиопотока, полученные на разных станциях, после вычитания предвсплескового уровня для 08/09.09.2017 (а) и 09.03.2015 (б). Временные интервалы с депрессиями излучения отмечены пунктирными вертикальными линиями.

На рис. 1а видны сразу три отрицательных всплеска 08/09.09.2017, два из которых имели тип «поглощение перед всплеском», а третья депрессия излучения, скорее, относилась к типу «изолированный отрицательный всплеск», и уже была изучена ранее [4]. Рис. 1б демонстрирует отрицательный всплеск 09.03.2015 типа «поглощение после всплеска».

Как было выявлено в [4], причиной депрессии радиоизлучения 09.09.2017 после 07:00 явилось экранирование одного или нескольких поляризованных источников над солнечными пятнами веществом небольшого эруптивного волокна, наблюдавшегося в виде джета. Анализ оригинальных изображений SDO/AIA в канале 304 Å (максимум температурной чувствительности – 80000 K) показал, что во время других отрицательных всплесков в активных областях также наблюдались джеты, которые выглядели как темные образования, поглощающие КУФ-излучение. Рис. 2 представляет разностные изображения части солнечного диска в 304 Å во время депрессий радиоизлучения, показанных на рис. 1. Белым контуром очерчено положение радиоисточников, определенное по изображениям радиогелиографа Нобеяма на частоте 17 ГГц на уровне 0.5 от максимальной интенсивности.

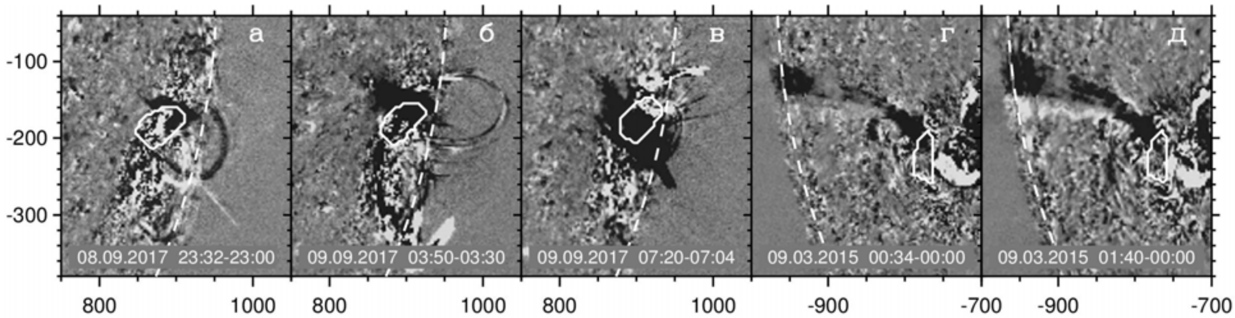


Рис. 2. Разностные изображения части диска Солнца по данным SDO/AIA в канале 304 Å для 08/09.09.2017 (а–в) и 09.03.2015 (г, д). По осям отложены угловые секунды от центра солнечного диска.

На рис. 2а,б видно, что джеты 08/09.09.2017 поглощали часть излучения радиоисточника, что и привело к отрицательным всплескам (в основном, на низких частотах микроволнового диапазона). Направление движения джета, наблюдаемого после 07:00 (рис. 2в), и его размеры были таковы, что вещество экранировало большую часть радиоисточника, что вызвало депрессию радиоизлучения даже на высоких частотах (рис. 1а).

Рис. 2г,д показывает, что джеты 09.03.2015 затеняли, в основном, области спокойного Солнца. При этом вещество джета (рис. 2г) в его основании частично поглощало излучение радиоисточника, что проявилось в 00:20–01:00 в виде отрицательного всплеска. Джет на рис. 2д не вызвал никакого отклика в радиодиапазоне (рис. 1б), вероятно потому, что площадь радиоисточника, которую затеняло вещество джета в 01:40, была для этого недостаточна.

Обе активные области содержали пятна большой площади, поэтому механизм излучения радиоисточников был не только тепловым. Скорее всего, происходило поглощение излучения гирорезонансных радиоисточников [4] или же мог затеняться компактный микроволновый источник, расположенный над нейтральной линией фотосферного магнитного поля в активной области в сентябре 2017 г., о котором сообщалось в работе [6].

После определения времени наблюдений рекуррентных джетов, наблюдавшихся в КУФ в обеих активных областях, было обнаружено, что их появление часто отождествлялось с депрессиями радиоизлучения на частотах диапазона 1–17 ГГц по данным разных обсерваторий. В сентябре 2017 г. за двое суток было выявлено еще 9 отрицательных всплесков разного типа. Вероятно, их могло быть и больше, но некоторые из джетов наблюдались во время мощных вспышек, поэтому на их фоне депрессии радиоизлучения заметны не были. Кроме того, для 5 джетов (во временном интервале с 16:00 до 21:00) не удалось найти данные наблюдений в микроволновом диапазоне.

В активной области в марте 2015 г. количество наблюдаемых за двое суток джетов было не меньше, чем в сентябре 2017 г., однако депрессий радиоизлучения было обнаружено всего 2. Это может быть связано с тем, что место возникновения джетов и направление их движения было таким, что их вещество затеняло, в основном, области спокойного Солнца, а не радиоисточник. К тому же плохое качество наблюдений и отсутствие данных некоторых станций сети радиотелескопов RSTN не позволили достоверно установить наличие или отсутствие отрицательных всплесков в тех случаях, когда их можно было ожидать.

Выводы

Сравнительный анализ данных различных спектральных диапазонов в марте 2015 г. и сентябре 2017 г. показал, что вещество рекуррентных джетов, возникающих в активных областях, имеющих сложную магнитную конфигурацию и расположенных вблизи солнечного лимба, частично затеняло находящиеся в них радиоисточники, что привело к депрессиям радиоизлучения на ряде частот микроволнового диапазона. Как минимум 12 депрессий радиоизлучения, наблюдаемые в течение трех суток в сентябре 2017 г., показывают, что отрицательные всплески могут быть не такими редкими явлениями, как считалось ранее.

Литература

1. *Sawyer C.* // Solar Phys., 1977, V. 51, P. 203.
2. *Кузьменко И.В., Гречнев В.В., Уралов А.М.* // Астрон. журн., 2009, Т. 86, С.1114.
3. *Grechnev V.V., Kuzmenko I.V, Uralov A.M. et al.* // Publ. Astron. Soc. Jap., 2013, V. 65, S10.
4. *Grechnev V.V., Lesovoi S.V., Kochanov A.A. et al.* // J. Atmosph. and Solar-Terr. Phys., 2018, V. 174, P. 46.
5. *Кузьменко И.В.* // Солнечно-земная физика, 2020, Т. 6, №. 3, С. 26.
6. *Кудрявцева А.В., Мышьяков И.И., Уралов А.М., Гречнев В.В.* // Солнечно-земная физика, 2021, Т. 7, № 1, С. 3.

УДАРНАЯ ВОЛНА В СОЛНЕЧНОМ СОБЫТИИ, СВЯЗАННОМ С ЭРУПЦИЕЙ КРУПНОГО ПРОТУБЕРАНЦА

Кузьменко И.В.[1], Гречнев В.В.[2]
[1]*Институт прикладной астрономии РАН, г. Уссурийск, Россия*
[2]*Институт солнечно-земной физики СО РАН, г. Иркутск, Россия*

SHOCK WAVE IN A SOLAR EVENT ASSOCIATED WITH THE ERUPTION OF A LARGE PROMINENCE

Kuzmenko I.V.[1], Grechnev V.V.[2]
[1]*Institute of Applied Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Ussuriysk, Russia*
[2]*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS, Irkutsk, Russia*

A large prominence eruption that occurred on 29 September 2013 away from active regions produced a fast coronal mass ejection (CME). Its high speed indicates the presence of a shock wave ahead that is confirmed by observations of a type II radio burst and a halo surrounding the CME. The shock wave was impulsively excited by the erupting prominence and transformed into a bow shock later at a considerable distance from the Sun. The positions calculated for the wave front correspond to its manifestations in images. The type II radio emission from 30 MHz to 70 kHz was caused by the propagation of a single shock wave. The excitation scenario and evolution of the shock wave in this event were the same as in flare-associated events that were studied previously.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-181-184

Несмотря на многолетние наблюдения и теоретические исследования, сценарии возбуждения и распространения ударных волн в солнечной атмосфере до сих пор являются предметом дискуссий. Известны разные механизмы их возбуждения [1]. Часто постулируется возникновение головной ударной волны после превышения КВМ альфвеновской скорости. В исследованиях ряда вспышечных эруптивных событий [2–4] было выявлено импульсно-поршневое возбуждение ударных волн.

Импульсное расширение эруптивной структуры вызывает сильное МГД-возмущение, имеющее свойства простой волны. Распространяясь в окружающие области, где альфвеновская скорость ниже, возмущение быстро укручается в ударную волну. Кинематика поршневой ударной волны определяется движущимся позади неё поршнем, расходующим энергию на вытеснение плазмы из занимаемого им объёма, и напоминает кинематику замедляющейся газодинамической взрывной волны, распространяющейся из точечного источника [2]. Вследствие этого замедление поршневой ударной волны определяется спадом плотности плазмы от места возникновения волны. В течение некоторого времени поршневая ударная волна распространяется подобно замедляющейся взрывной волне перед поршнем, роль которого играет корональный выброс массы (КВМ). Затем, если КВМ медленный, ударная волна затухает и становится слабым магнитозвуковым возмущением. В случае быстрого КВМ поршневая волна со временем переходит в режим головной ударной волны [4].

В некоторых событиях возникновение и формирование выброса связано с эрупцией протуберанца вне активных областей. Обычно такие КВМ достигают скоростей 400–600 км/с. Мы исследовали солнечное событие 29 сентября 2013 г., скорость КВМ в котором превышала 1000 км/с. Высокая скорость КВМ предполагает наличие перед ним ударной волны. Это подтверждается радиоизлучением II типа, зарегистрированным спектрографами WAVES на космических обсерваториях WIND и STEREO 29–30 сентября 2013 г.

Для выяснения причины возникновения ударной волны в этом событии исследованы её проявления на динамических радиоспектрах и на изображениях коронографов. Динамические спектры на рис. 1 составлены из данных наземной обсерватории Culgoora и спектров WIND/WAVES и STEREO-A/WAVES. Сравнение спектров, полученных на разных космических аппаратах, выявляет как их сходство, так и различия между ними. Скорее всего, различия вызваны разными условиями распространения радиоизлучения в разных направлениях (рефракцией, поглощением, интерференцией), из-за чего оно может исчезать, возобновляться и различаться на спектрах, полученных в разных точках гелиосферы.

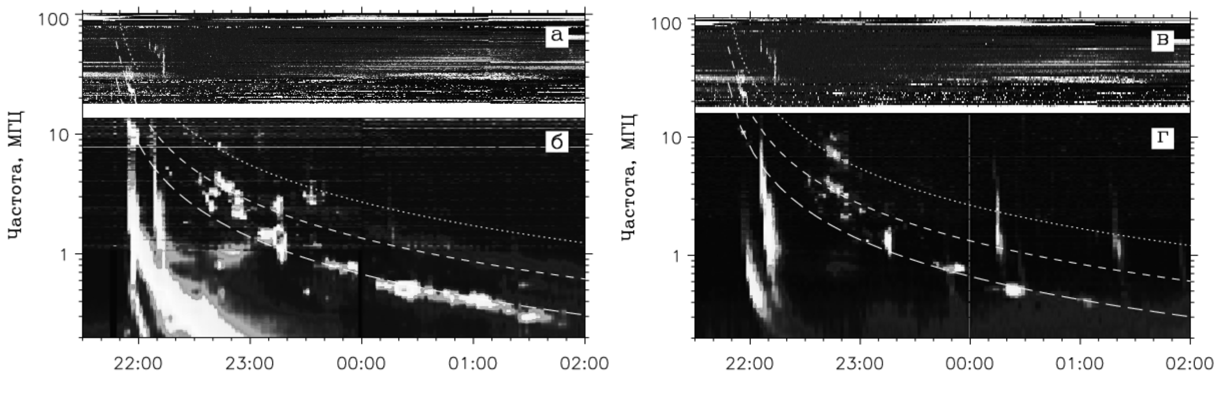


Рис. 1. Динамический спектр 29–30 сентября 2013 г., составленный из данных Culgoora (а, в), WIND/WAVES (б) и STEREO-A/WAVES (г). Белые линии разных типов – расчётные траектории полос излучения радиовсплеска II типа для плазменной частоты (длинный пунктир) и её второй (короткий пунктир) и четвертой гармоники (точки)

Две гармонических полосы всплеска II типа на частотах около 32 и 16 МГц начались в 21:53 (везде указано всемирное координированное время – UTC). Кратковременное излучение основного тона заметно и на спектре STEREO-A/WAVES (рис. 1г) около 11 МГц.

Для аппроксимации наблюдаемого частотного дрейфа всплеска II типа использовано приближение распространения ударной волны в среде, плотность n которой спадает с расстоянием x от места возникновения волны по степенному закону $n = n_0(x / h_0)^{-\delta}$, где n_0 – плотность на высоте h_0. В этом приближении кинематика ударной волны описывается выражением $x(t) \sim t^{2/(5-\delta)}$, где t – время [2]. Расчётные траектории для основного тона и второй гармоники соответствуют проявлениям радиоизлучения II типа вплоть до частоты около 70 кГц при показателе степени спада плотности среды $\delta = 2{,}79\pm0{,}05$ и эффективном времени начала волны $t_0 = 21{:}41\pm00{:}01{,}5$. Короткая полоса, видимая с 9 до 5 МГц на спектре STEREO-A/WAVES (рис. 1г), соответствует четвертой гармонике.

Согласие расчётных траекторий с проявлениями радиоизлучения II типа в диапазоне от метровых до километровых волн снимает давний вопрос о несоответствии между метровым всплеском и межпланетным излучением II типа, связываемым с головной ударной волной, движимой КВМ. Кажущийся частотный разрыв между ними считался признаком различия агентов, возбуждающих ударные волны, ответственных за радиоизлучение II типа в разных диапазонах (напр., [5]). Радиоизлучение II типа от 30 МГц до 70 кГц было вызвано одной и той же ударной волной. Этот простой и наглядный пример подтверждает ранее сделанные выводы [4].

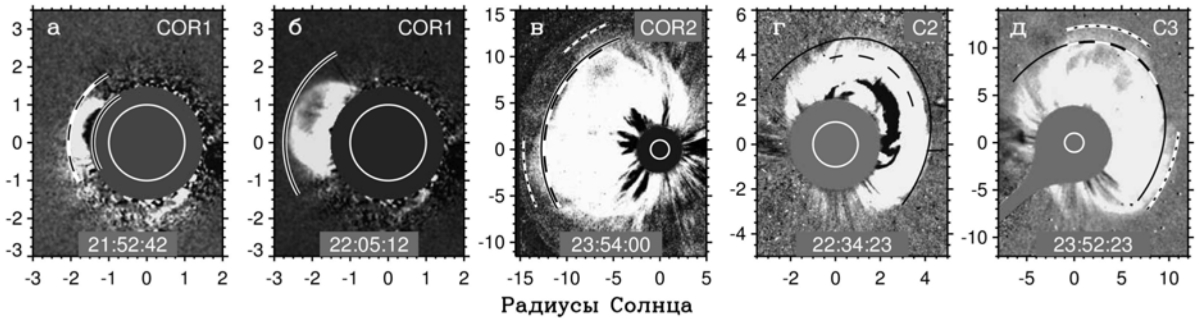


Рис. 2. Проявления волны на разностных изображениях STEREO-A (а–в) и SOHO/LASCO (г, д). Черные дуги – расчетные положения фронта волны, черный пунктир – фронтальная структура. Белыми пунктиром на панелях «в» и «д» показаны самые быстрые части волны. Белыми окружностями обозначен солнечный лимб

След ударной волны проявлялся и на изображениях коронографов STEREO-A/COR2 и SOHO/LASCO как гало вокруг КВМ. На рис. 2 черной дугой обозначены положения фронта волны, рассчитанные с использованием параметров, полученных при анализе динамических спектров. Черным пунктиром показано положение фронтальной структуры (ФС) КВМ. Виртуальный точечный источник волны с t_0 = 21:41 располагался вблизи центра солнечного диска. Этот сдвиг положения учитывает время распространения волны от её точечного виртуального центра до протяжённого фактического драйвера – эруптивного протуберанца. Фронт волны прошел через его вершину в 21:50–21:53 незадолго до максимума его ускорения и пересёк ФС на рис. 2б в 21:57–22:05. Расчётные положения волнового фронта близки к проявлениям ударной волны на изображениях коронографов. Самые быстрые части волны обведены белыми пунктирными дугами с использованием той же кинематики при скорости, увеличенной в 1,15 раза (рис. 2в,д).

На рис. 3 приведены кинематические графики для ядра КВМ [6], а также для самых быстрых участков ФС и ударной волны. Символами на рис. 3а представлены пересчитанные на картинную плоскость STEREO-A измерения из каталога SOHO/LASCO, относящиеся к самой быстрой детали. Замедление ударной волны на рис. 3б контрастирует с ускорением структурных частей КВМ, не соответствуя режиму головной ударной волны, кинематику которой определяет внешняя часть выброса, и подтверждает начальное импульсно-поршневое возбуждение волны. Вероятно, на значительном расстоянии от Солнца поршневая волна постепенно перешла в режим головной ударной волны, которая со временем тоже замедляется.

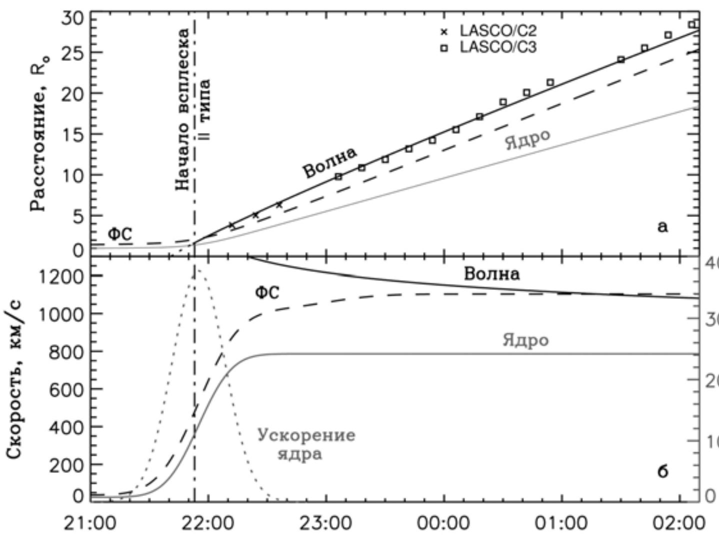


Рис. 3. Кинематические графики, измеренные в картинной плоскости STEREO-A для ядра КВМ, фронтальной структуры (ФС) и ударной волны

Единственный механизм возбуждения ударных волн, установленный для вспышечных событий – импульсное возбуждение поршневой волны эруптивным протуберанцем, выявлен и при эрупции протуберанца вне активных областей. Переход в режим головной ударной волны происходит позже, если КВМ быстрый. Гипотеза о возникновении ударной волны лишь после превышения КВМ альфвеновской скорости не подтверждается.

Литература

1. *Vršnak B., Cliver E.W.* // Solar Phys., 2008, V. 253, Is. 1-2. P. 215.
2. *Grechnev V.V., Uralov A.M., Slemzin V.A. et al.* // Solar Phys., 2008, V. 253, P. 263.
3. *Grechnev V.V., Uralov A.M., Kuzmenko I.V. et al.* // Solar Phys., 2015, V. 290, P. 129.
4. *Grechnev V.V., Kiselev V.I., Uralov A.M. et al.* // Solar Phys., 2017, V. 292, Is. 8. article id.102, 34 pp.
5. *Cane H.V., Erickson W.C.* // Astrophys. J., 2005, V. 623, Is. 2. P. 1180.
6. *Grechnev V.V., Kuzmenko I.V.* // Solar Phys., 2020, V. 295, Iss. 4. Article number: 55.

ПОТОК И ЯРКОСТЬ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В КАЧЕСТВЕ ПРЕДВСПЫШЕЧНЫХ ПРИЗНАКОВ

Курочкин Е.А.[1], Петерова Н.Г.[1], Топчило Н.А.[2], Шендрик А.В.[1]
[1]Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

FLUX AND BRIGHTNESS OF MICROWAVE RADIATION AS PRE-FLARE FEATURES

Kurochkin E.A.[1], Peterova N.G.[1], Topchilo N.A.[2], Shendrik A.V.[1]
[1]Saint-Petersburg Branch of SAO RAS, St.-Petersburg, Russia
[2]Saint-Petersburg State University, St.-Petersburg, Russia

Forecasting in the microwaves can be promising due to a number of [1] parameters, which provide in-depth diagnostics of potential flare-productive active regions (AR). These parameters include the observation waveband, the degree of flux sensitivity [3], the dynamic range, the accuracy of measuring the degree of polarization, etc. Observations of RATAN-600 have been available since at least 1997, which means that the 23rd and 24th solar activity cycles, as well as the beginning of the 25th solar activity cycle, overlap almost completely [2]. Thus, the archive of RATAN-600 observations makes it possible to analyze the behavior of potentially flare ARs at different stages of the 11-year solar activity cycle [2]. The work focuses primarily on the maximum of the 24th solar activity cycle, however, other observation periods are also touched upon. In addition to RATAN-600, the archive of the Nobeyama radioheliograph is very long-term observations, which allows, taking into account the peculiarities of the observations (the difference in daily time, range, sensitivity, etc.), to compare the data obtained. There are a number of cases in Nobeyama daily data in which brightness temperature of ARs is more than median value (about 10 times or higher). In this cases the ARs often gives flare productivity. As a result peak brightness temperature of AR may be used as one of the number of prediction parameters (along with other, for example Tanaka-Enome criteria [3], polarization inversions etc.).

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-185-188

В работе были использованы ежедневные (“daily”) данные наблюдений на радиогелиографе Нобеяма. Была построена зависимость пиковой яркостной температуры (параметр “Tb peak”) от времени с шагом в один день, если это позволяли данные, за 2011–2015 гг. включительно (см. пример на рис. 1).

Рассмотренный период интересен тем, что он захватывает начало максимума и максимум 24-го 11-летнего цикла солнечной активности. Его обобщенные характеристики по годам приведены в таблице и на рис. 2.

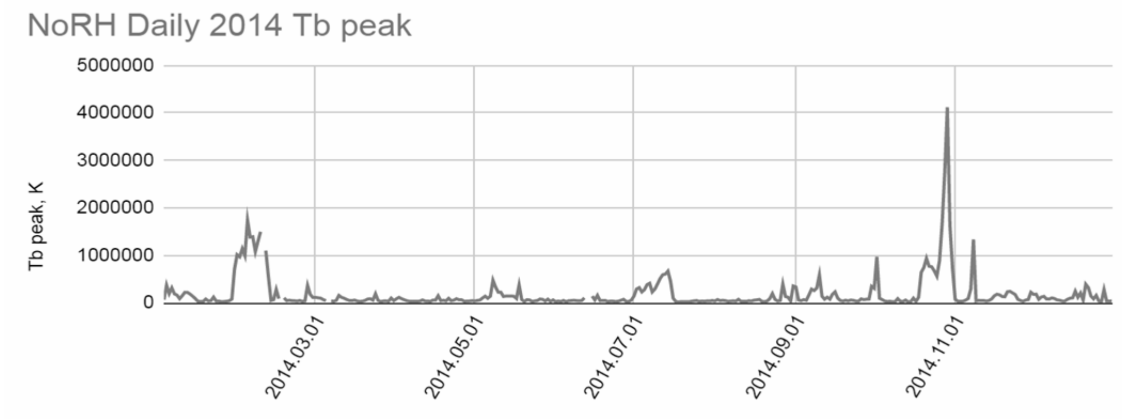


Рис. 1. Временной ряд суточной пиковой яркостной температуры по данным радиогелиографа Нобеяма за 2014 г.

Таблица. Значения пиковой яркостной температуры по годам. Колонка M – количество дней, когда пиковая яркостная температура превышала $2*10^5$ K, а колонка N – количество дней, когда пиковая яркостная температура превышала $1*10^6$ K.

Year	Median, K	Min, K	Max, K	M(Tb>$2*10^5$ K)	N(Tb>10^6 K)
2011	40376,5	16767	741425	16	0
2012	45044	18097	1259250	36	3
2013	45530	20111	1581841	34	2
2014	68566	20419	4120619	73	14
2015	41938	19755	1126015	26	1

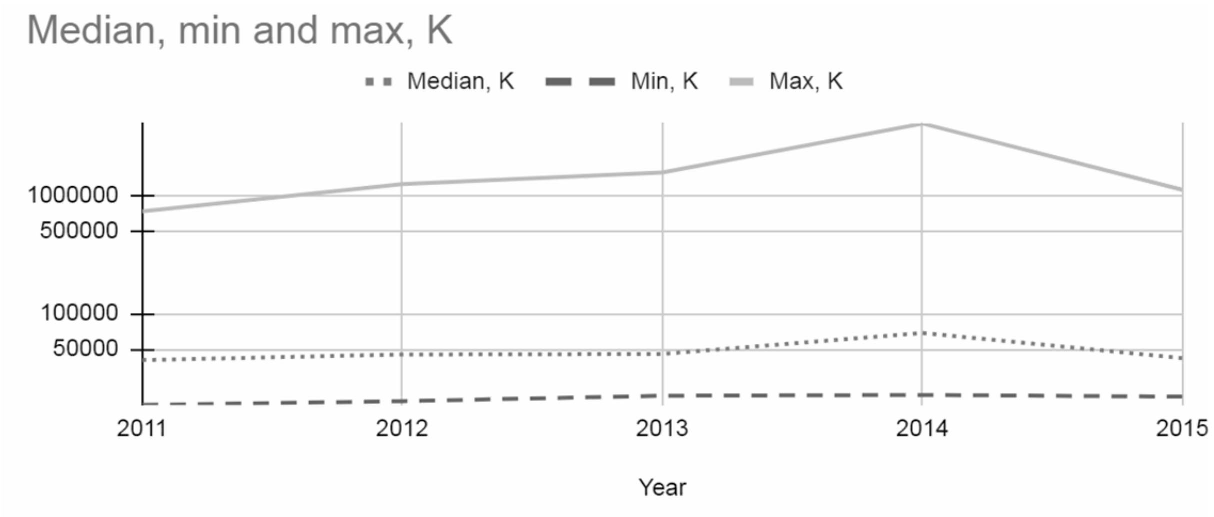


Рис. 2. Временные ряды максимальной, медианной и минимальной пиковой яркостной температуры за год.

Из таблицы и рис. 2 видно, что медианное значение пиковой яркостной температуры меняется приблизительно в пределах 40–70 тысяч К, минимальное значение — в пределах 16–21 тысяч К. А вот максимальное значение пиковой яркостной температуры составляет сотни тысяч и даже миллионы Кельвин. Таких случаев, когда максимальное значение пиковой яркостной температуры существенно (в 5 раз и более) превышает медианное значение даже вне максимума 11-летнего цикла солнечной активности (например, 2011 г.) за год происходит более десятка. В основном они привязаны к немногочисленным особо активным областям.

Одним из показательных случаев является случай 2014 г. Активная область (АО) NOAA 12192 находилась на диске в период с 18 по 29 октября и дала максимальную пиковую яркостную температуру 4.12 МК. Однако интересно также и то, что повышенная пиковая яркостная температура наблюдалась в течение всего периода нахождения данной АО на диске Солнца. В период с 18 по 29 октября 2014 г. пиковая яркостная температура не опускалась ниже 0.56 МК, а в период с 26 по 29 октября включительно – 1.6 МК.

Удачной являлась эта АО и тем, что она была изолирована относительно других АО с точки зрения ножевидной диаграммы направленности антенны РАТАН-600 (рис. 3). Благодаря этому упрощается измерение полного потока микроволнового излучения и других параметров АО NOAA 12192.

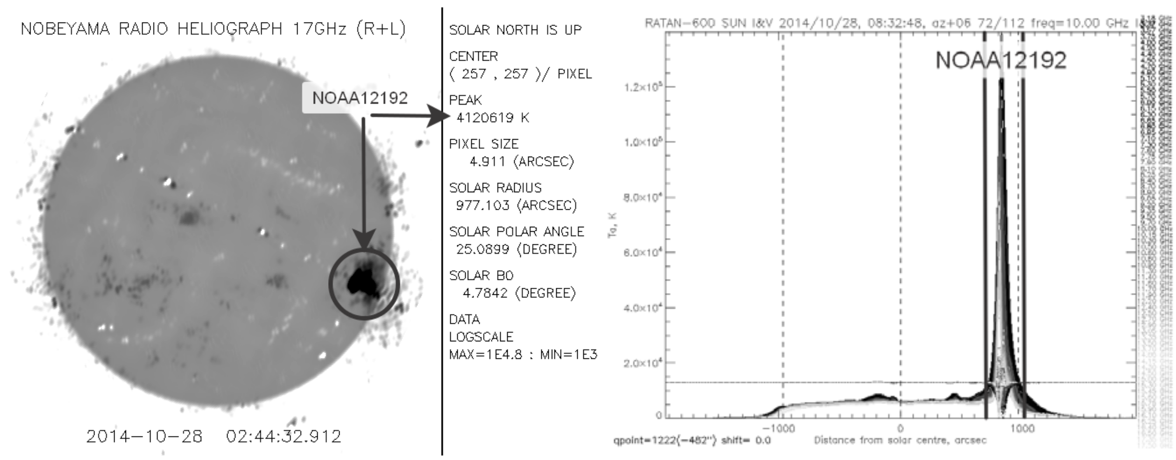


Рис. 3. АО NOAA 12192 на сканах радиогелиографа Нобеяма (слева) и РАТАН-600 (справа) 26 октября 2014 г. (в день максимальной пиковой яркостной температуры 4.12 МК).

NOAA 12192 дала с 18 по 29 октября 2014 г. по данным GOES приблизительно 92 вспышки, а мощных вспышек M и X-классов – 28, поэтому, данная АО представляет интерес с точки зрения прогнозирования вспышечной активности.

По данным РАТАН-600 были построены спектры полного потока за период с 18 по 29 октября 2014 г. (рис. 4). Полный поток рос во всём диапазоне наблюдения РАТАН-600 с 21 по 27 октября 2014 г., то есть с увеличением вспышечной активности АО, однако именно в высокочастотной части диапазона рост был наибольшим, что согласуется с критерием Танака-Еноме.

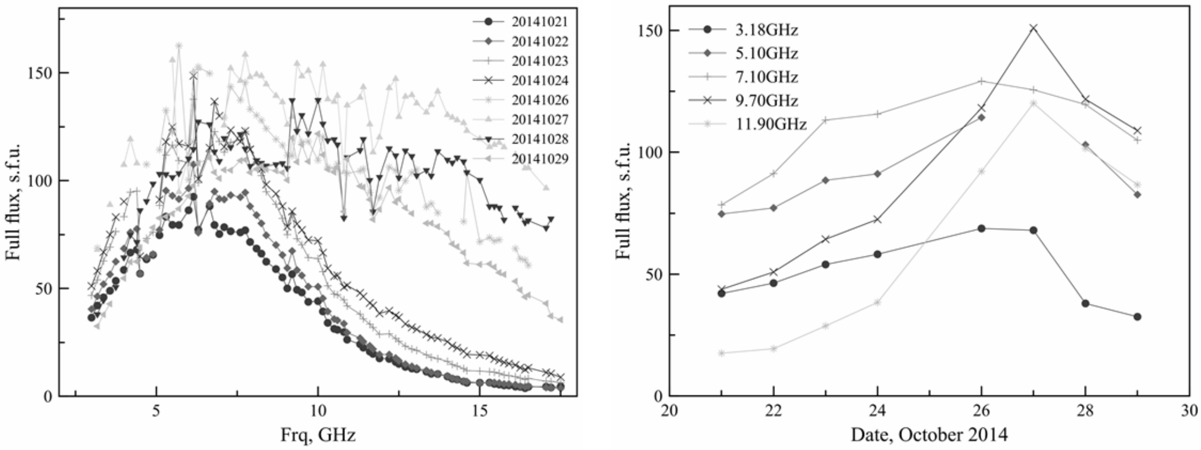


Рис. 4. Спектры полного потока и временные ряды полного потока NOAA 12192.

Таким образом, пиковая яркостная температура может являться еще одним удобным и легко доступным индикатором повышенной вспышечной продуктивности АО.

Литература

1. *Bogod V.M. et al*. // Astrophys. Bull., 2018, v.73, I.4, 478.
2. *Shendrik A.V. et al.* // Geomagn. Aeronomy, 2020, v.60, N.8, 999.
3. *Tanaka H. and Enome S.* // Solar Phys., 1975, 40, 123.

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНО-ВЫСОТНОГО ПРОФИЛЯ СОЛНЕЧНОЙ АТМОСФЕРЫ К МНОГОЧАСТОТНЫМ РАДИОНАБЛЮДЕНИЯМ НЕКОТОРЫХ АКТИВНЫХ ОБЛАСТЕЙ

Макоев Г.А.[1,2], Ступишин А. Г. [2], Кальтман Т.И.[1]
[1]*Санкт-Петербургский филиал САО РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*

APPLICATION OF THE METHOD OF OBTAINING THE HEIGHT-TEMPERATURE PROFILE OF THE SOLAR ATMOSPHERE TO MULTI-FREQUENCY RADIO OBSERVATIONS OF SOME ACTIVE REGIONS

Makoev G.A.[1,2], Stupishin A.G.[2], Kaltman T.I.[1]
[1]*St. Petersburg filiation of SAO RAS, St.-Petersburg, Russia*
[2]*St. Petersburg State University, St.-Petersburg, Russia*

This report demonstrates the application of the method of obtaining the height-temperature profile over the active regions to the microwave range RATAN-600 data in for some of them. The iterative method and some of its generalizations are described, which make it possible to consider the inhomogeneities in the parameters of the solar atmosphere over the selected areas of the active region (umbra and penumbra) in the distribution of polarized radio emission. These generalizations are consistently applied to the observational data obtained on the RADIO telescope RATAN-600 for the active regions. For each active region the estimation of bremsstrahlung emission was included into model and that estimation led us to more correct height-temperature profiles. For each of these regions, realistic estimates of the temperature in the lower corona (lower temperatures above the shadow and higher above the penumbra of the active region) were obtained, which are well consistent with modern ideas about the solar atmosphere.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-189-192

1. Введение

В работе анализируются результаты применения метода реконструкции параметров солнечной атмосферы над активными областями (АО). Метод основан на моделировании циклотронного излучения по данным многочастотных наблюдений радиотелескопа РАТАН-600 и реконструкции магнитного поля из наблюдений SDO/HMI. Такой метод был предложен в [1] и далее развит в [2, 3]. Метод позволяет восстановить высотный профиль электронной температуры (и, до некоторой степени, электронной плотности) в сильных магнитных полях над пятнами. В данной статье метод дополнен учетом тормозного излучения во флоккульных областях (без циклотронного излучения) с использованием модели [4]. Показано применение метода на примере нескольких активных областей.

2. Применение метода к АО 12470

Рассмотрим сначала более подробно применение метода к наблюдательным данным РАТАН-600 для области 12470 (за 2015/12/18), состоящей из большого одиночного пятна и окружающей его флоккульной площадки.

2.1. Использование маски для разделения источника на компоненты

Метод, описанный в [2], мы дополнили применением маски (рис. 1), полученной на основе измерений магнитного поля SDO/HMI и излучения в континууме (SDO/Continuum_NoLimbDark). Маска дает возможность восстанавливать профили температуры и электронной плотности раздельно для тени и для полутени, а также учитывать тормозное излучение флоккульной компоненты, задавая для нее высотные профили температуры и плотности согласно модели [4].

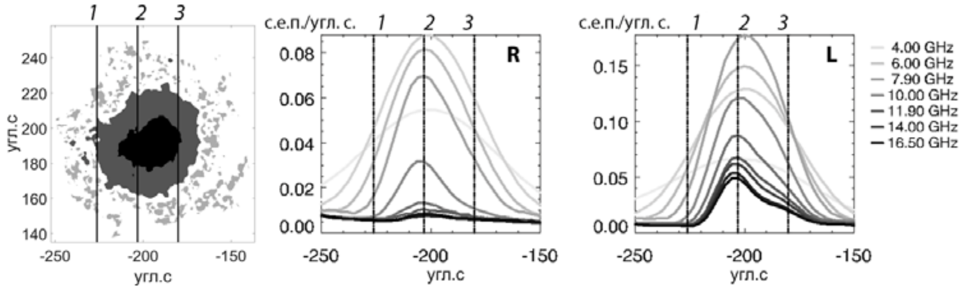


Рис. 1. Слева: маска для разделения на тень (черная), полутень (серая) и флоккульную компоненту (светло-серая) АО 12470, вертикальные линии 1–3 соответствуют выбранным на сканах (справа) точкам. В центре и справа – сканы АО 12470, полученные 2015/12/18 на РАТАН-600 (параметры Стокса R и L).

2.2. Учет тормозного излучения при восстановлении профиля

Для восстановления температурно-высотного профиля были взяты наблюдательные спектры (рис. 2, слева), полученные для линий 1–3. Модельные спектры тормозного излучения (рис. 2, справа), рассчитанные

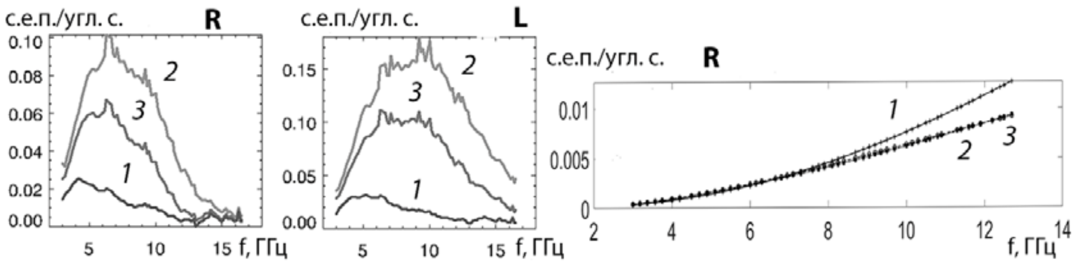


Рис. 2. Слева: спектры АО 12470 (РАТАН-600), параметры Стокса R и L), в точках 1–3 (см. маску на рис. 1). Справа: расчет тормозного излучения флоккульной компоненты.

вдоль линий 2 и 3, практически одинаковы и расходятся с 1 на высоких частотах, так как площадь флоккульной компоненты вдоль линии 1 и, соответственно, вклад тормозного излучения, больше. Сравнение полученных результатов на рис. 3 показывает, что учет тормозного излучения позволяет получить более монотонные и реалистичные температурные профили (особенно заметно отличие в переходной зоне (ПЗ)), бóльшую высоту ПЗ и более высокую корональную температуру для полутени, чем для тени.

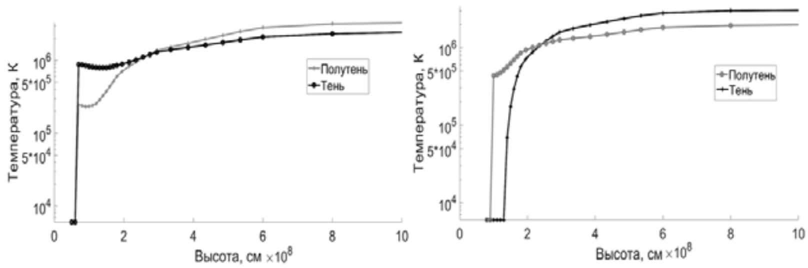


Рис. 3. Полученный температурно-высотный профиль для AR12470, слева: без учета тормозного излучения; справа: с учетом тормозного излучения.

3. Применение метода к АО 11312, 12419 и 12794

Обновленный метод восстановления температурно-высотного профиля с применением маски и с учетом тормозного излучения был также применен к трем АО (рис. 4, таблица), также на основе многочастотных спектрально-поляризационных данных РАТАН-600. AR11312 – «эталонная» область с симметричным одиночным пятном (ср. с [1]). Для нее получены гладкие профили тени и полутени с быстро растущей в ПЗ температурой. AR12419 – слабая биполярная область, интересна тем, что вблизи сформировался джет; так как ее циклотронное излучение относительно невелико, а флоккульная компонента, наоборот, развита, это затрудняет применение метода, поэтому профиль удалось восстановить только в верхней части ПЗ. Для одиночного пятна АО12794 профиль ПЗ восстановлен успешно.

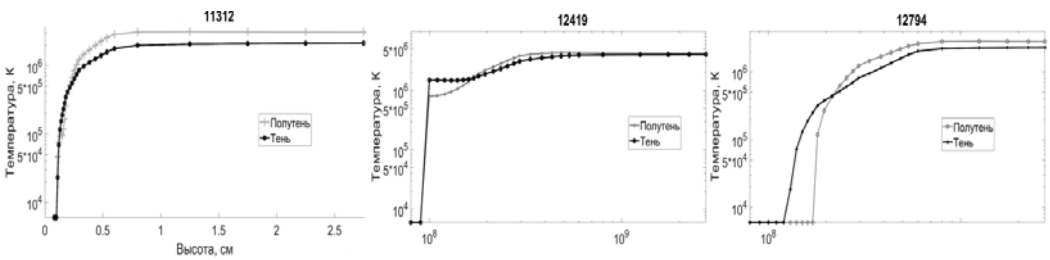


Рис. 4. Применение алгоритма к данным для активных областей с учетом тормозного излучения: а) AR11312, б) AR12419, в) AR12794

4. Результаты

Как видно из рис. 3–4, для всех представленных активных областей получено, что ПЗ полутени расположена выше ПЗ тени, и корональная температура над областью полутени выше, чем над областью тени. Полученные параметры для нижней короны показаны в табл. 1. Более достоверными являются значения температуры, а оценка плотности получена при варьировании давления P=NT в основании короны (выбрано значение, соответствующее минимальной невязке при расчетах профиля). Полученные профили в общих чертах согласуются с моделями из работы [5]. Есть расхождения в высоте нижней переходной зоны, что может быть объяснено индивидуальными особенностями АО, но также требуется доработка метода для более уверенного определения этого сложного параметра и дальнейшее статистическое исследование.

Таблица. Параметры АО и восстановленных профилей (NT – произведение корональной температуры и электронной плотности, Tu – температура «тени», Tp – температура «полутени», Nu – плотность «тени», Np плотность «полутени»).

АО	Дата	Hale/ McIntosh класс	Площадь, м.д.п.	NT	Tu, **К**	Tp, **К**	Nu, $см^{-3}$	Np, $см^{-3}$
12470	2015.12.18	β/Eko	610	$1\cdot10^{16}$	$1.9\cdot10^{6}$	$3.0\cdot10^{6}$	$5.3\cdot10^{9}$	$3.3\cdot10^{9}$
11312	2011.10.10	α/Hsx	210	$1\cdot10^{16}$	$2.0\cdot10^{6}$	$3.1\cdot10^{6}$	$5.0\cdot10^{9}$	$3.2\cdot10^{9}$
12419	2015.09.18	β/Cao	100	$2\cdot10^{16}$	$3.9\cdot10^{6}$	$4.3\cdot10^{6}$	$5.2\cdot10^{9}$	$4.6\cdot10^{9}$
12794	2020.12.28	α/Hsx	210	$1\cdot10^{16}$	$2.2\cdot10^{6}$	$2.8\cdot10^{6}$	$4.5\cdot10^{9}$	$3.6\cdot10^{9}$

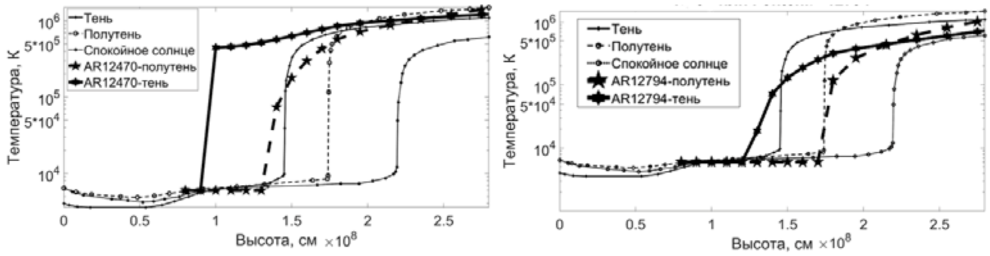


Рис. 5 Сравнение полученных профилей для тени и полутени для АО 12470 (слева) и 12794 (справа) с моделями из работы [5].

5. Выводы

Применение метода восстановления высотных профилей температуры и электронной плотности к нескольким АО, в том числе биполярным, показало достаточно хорошие результаты. Метод дополнен учетом тормозного излучения, что позволяет получить более реалистичные температурные профили. Полученные оценки (температура 1.9–3.9 10^6 К над тенью пятна и 2.8–4.3 10^6 К над полутенью, электронная концентрация 3.2–5.3 10^9 $см^{-3}$) согласуются с современными представлениями о структуре и параметрах солнечной атмосферы.

Тем не менее, имеется некоторое расхождение реальных и модельных спектров, которое, по-видимому, связано с более сложной, несимметричной и многокомпонентной структурой АО, которую только приближенно можно разделить на условно-усредненные тень, полутень и флоккульную площадку. В перспективе метод может быть применен для 2-мерных карт поляризованного радиоизлучения, полученных на инструментах с высоким спектральным и пространственным разрешением.

Работа А.С. и Т.К. поддержана грантом РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. *Stupishin A.G. et al.* // Solar Phys., 2018, 293, 13.
2. *Ступишин А.Г., Кальтман Т.И.* // Труды конференции "Солнечная и солнечно-земная физика- 2020", СПб, 2020, с 281-284
3. *Kaltman, T.I. and Stupishin, A.G.* // Proc. of conf. “Ground-Based Astronomy in Russia. 21st Century”, Nizhny Arkhyz, Russia, 2020, V.3, p.409.
4. Fontenla, J., et al. // Astrophys. J., 2009, 707:482
5. Fontenla, J. et al. // Astrophys. J., 1999, V. 518, I. 1, pp. 480–499.

ФОРМА И ДИНАМИКА СПЕКТРА ГИРОСИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЫШКИ В МИКРОВОЛНОВОМ И СУБ-ТГЦ ДИАПАЗОНАХ

Мельников В.Ф.[1], Филатов Л.В.[2]
[1]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, Нижний Новгород, Россия

THE SHAPE AND DYNAMICS OF THE SPECTRUM OF GYROSYNCHROTRON FLARE EMISSION IN MICROWAVE AND SUB-THZ RANGE

Melnikov V.F.[1], Filatov L.V.[2]
[1]Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia
[2]Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhny Novgorod, Russia

The factors which influence the shape and dynamics of the gyrosynchrotron spectrum emission in solar flaring loops are considered. A special attention is paid to kinetic effects based on the interaction between nonthermal electrons and whistler turbulence. In particular, it is shown that the reverse action of the whistler turbulence generated by electrons changes the energy spectrum of energetic electrons propagating in a flare loop. As a consequence, this leads to significant changes in the slope of the high frequency (optically thin) part of the gyrosynchrotron spectrum, revealing steepening at lower frequencies and flattening at higher frequencies.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-193-196

Развитие методов радиодиагностики солнечных вспышек стало чрезвычайно актуальной темой в последнее время. Особенно важным является способность этих методов получать детальную информацию о корональном магнитном поле и электронах умеренно релятивистских энергий, что недостижимо в других областях электромагнитного спектра [1–3].

Актуальность этих исследований связана с созданием многочастотных радиогелиографов, которые приходят на смену знаменитому радиогелиографу Нобеяма (NoRH), до 2019 г. проводившему пространственно разрешенные наблюдения вспышек на двух частотах, 17 и 34 ГГц. К настоящему времени начаты наблюдения на Сибирском многочастотном радиогелиографа (СРГ, 3–6 ГГц, 6–12 ГГц) в 2022 г. планируется запуск наблюдений на 12–24 ГГц. Построен и ведётся отладка Китайского спектрогелиографа (MUSER, 0.4–2 ГГц; 2–15 ГГц). Начиная с 2017 г. ведутся наблюдения на 13-элементном американском солнечном интерферометре-спектрометре (EOVSA, 1–18 ГГц), являющимся прототипом планируемого крупного спектро-радиогелиографа FASR, близким по характеристикам к СРГ и MUSER. Получены первые результаты солнечных наблюдений в суб-ТГц диапазоне на недавно пущенном в строй интерферометре ALMA (100–900 ГГц) с очень высоким угловым разрешением – лучше, чем 0.1″. Характеристики этих новых радиогелиографов позволяют использовать их данные при решении фундаментальных задач физики солнечных вспышек и CME.

Всё вышеперечисленное открывает богатейшие возможности для диагностики физических условий во вспышечной плазме по характеристикам частотного спектра в выделенных участках микроволнового источника. Однако надёжность такой диагностики до сих пор строится на ряде упрощающих предположений, например, об изотропности излучающих электронов, о простом степенном спектре электронов в радиоисточнике, и т.д. Для того, чтобы сделать результаты диагностики относительно точными, надо понимать какие факторы влияют на спектр излучения. К настоящему времени достаточно хорошо выяснено, что на формирование частотного спектра гиросинхротронного (ГС) излучения при определенных условиях во вспышечной петле существенное влияние оказывают: (1) эффект Разина [4]; (2) питч-угловая анизотропия (поперечная и продольная) излучающих электронов [5]; (3) кинетические эффекты, связанные с кулоновскими столкновениями [6] и взаимодействием с различными типами плазменной турбулентности.

Эффекты кинетики нетепловых электронов на спектр ГС излучения

Кинетика может влиять на форму энергетического спектра электронов, на их питч-угловое и пространственное распределения во вспышечной петле и, наконец, на временные профили их концентрации в разных участках петли [7–9]. Разные типы плазменной турбулентности, такие как ленгмюровские волны, ионный звук, вистлеры, быстрые магнитозвуковые (БМЗ) волны резонансно взаимодействуют с электронами разных энергий: ленгмюровские волны и ионный звук – с электронами низких (порядка 10 кэВ), а БМЗ волны – с электронами релятивистских энергий (E>10 МэВ). Для физики микроволнового (гиросинхротронного) излучения вспышек наиболее интересны вистлеры, так как в специфических условиях солнечных вспышечных петель они способны резонировать со среднерелятивистскими (E = 100 кэВ – 10 МэВ) электронами, которые ответственны за наблюдаемое микроволновое излучение. Вистлеры способны рассеивать среднерелятивистские электроны по питч-углам, что может приводить к их эффективному высыпанию в конус потерь в режимах слабой и умеренной диффузии и, наоборот, удерживать электроны в ловушке, увеличивая их поперечную скорость и питч-углы в режиме сильной диффузии [10–11]. Последнее может благоприятствовать стохастическому ускорению электронов на турбулентности вистлеров [12], а также повышать эффективность других ускорительных механизмов, например, механизма Ферми, действующего в токовых слоях [13].

Причиной появления турбулентности вистлеров во вспышечной петле может быть либо внешний источник (область вспышечного энерговыделения, где происходит процесс конверсии БМЗ и ионно-звуковых волн в вистеры), либо генерация вистлеров в самой петле распространяющимися в ней ускоренными нетепловыми электронами с анизотропным распределением.

Влияние «внешней» турбулентности вистлеров со спектром колмогоровского типа на формировании энергетического спектра и питч-углового распределения электронов и, соответственно, на форму и динамику частотного спектра гиросинхротронного излучения в различных частях вспышечной петли рассмотрено нами в работе [9]. Было показано, что при плотности волновой энергии, выше определенной, вистлеры могут оказывать значительное влияние на распределение быстрых электронов и их излучение во вспышечной петле. Особенность влияния вистлеров состоит в «укручении» энергетического спектра электронов на высоких энергиях и в изотропизации их питч-углового распределения. Гиросинхротронное излучение быстрых электронов при наличии вистлеров характеризуется «укручением» частотного спектра и отсутствием временных задержек излучения на разнесенных частотах. Это поведение противоположно тому, что должно наблюдаться при доминировании эффектов кулоновских столкновений.

Влияние турбулентности вистлеров, которая генерируется нетепловыми электронами в самой петле, значительно отличается от влияния внешней турбулентности, кулоновских столкновений и эффекта Разина. В данном докладе мы показали, что наклон частотного спектра ГС излучения в высокочастотной области ($f > f_{peak}$), где радиоисточник оптически тонкий, претерпевает существенные изменения с течением времени. Это проиллюстрировано на рис. 1, где показаны графики частотных спектров ГС излучения (верхняя панель) и локальных спектральных индексов (нижняя панель) в различные моменты времени. В начале импульсной инжекции электронов (t = 1 с, пунктирная линия) наклон спектра во всей частотной области $f > f_{peak}$ практически такой же, как и в модели без учета взаимодействия с вистлерами. Однако, уже на фазе, близкой к максимуму инжекции (t = 2.4 с, штриховая линия) и позднее, на фазе спада, одновременно происходят два процесса: 1) быстрое укручение спектра в области, близкой к f_{peak}, и 2) уплощение спектра на частотах $f >> f_{peak}$.

Причиной такого поведения частотного спектра, очевидно, является обратное воздействие сформировавшегося спектра турбулентности вистлеров на энергетический спектр электронов. Самосогласованное решение кинетического уравнения Фоккера-Планка и квазилинейного уравнения для вистлеров [11] позволило получить следующие свойства спектра электронов (см. рис. 2). На рис. 2 (верхняя панель) видно, что спектр электронов на интервале 30 кэВ – 10 МэВ испытывает переходы от более пологого (δ = 2.5) к более крутому (δ = 8) и опять к более пологому (δ = 1) пока не достигает исходного наклона спектра инжектированных электронов (δ = 3.6). Показано, что такой характер спектра электронов связан с одновременной реализацией во вспышечной петле сразу всех трех режимов диффузии на турбулентности вистлеров: 1) сильной на низких энергиях,

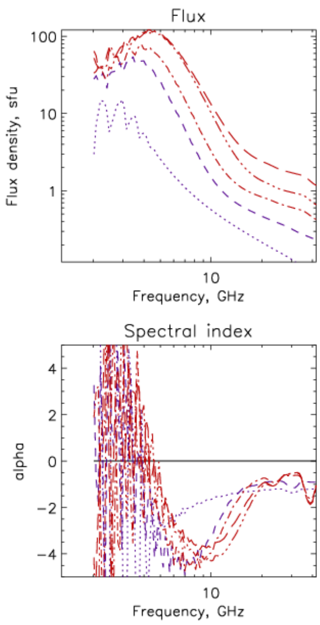


Рис. 1.

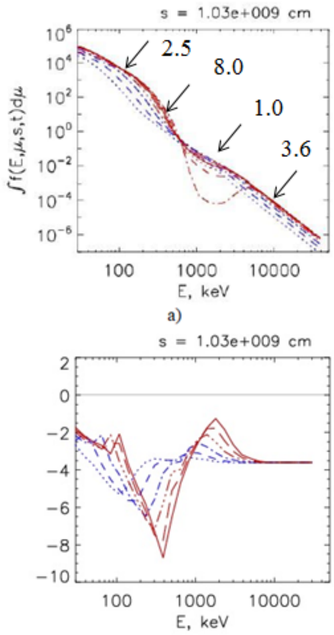


Рис. 2.

при которой длина свободного пробега электронов L_f существенно меньше длины петли L, $L_f << L$; 2) умеренной на средних энергиях, при $L<L_f <L\sigma$, $\sigma = B_{max}/B_{min}$; 3) слабой на высоких энергиях, при которой $L_f >L\sigma$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ЧНФ в рамках научного проекта № 20-52-26006.

Литература

1. *Fleishman, G.D., Nita, G.M., and Gary, D.E.* // ApJL, 2009, pp. 183–187.
2. *Morgachev A.S., Kuznetsov S.A., Melnikov V.F.* // Ge&Ae, 2014, V.54, No.7, pp. 933–942.
3. *Fleishman G.D. et al.* // Science, 2020, V.367, P. 278–280.
4. *Kuznetsov S.A., Melnikov V.F.* // Ge&Ae, 2012, V.52, No.7, P. 883–891.
5. *Fleishman, G.D. and Melnikov, V.F.* // ApJ, 2003, V.587, P. 823–835.
6. *Melnikov, V.F. and Magun, A.* // Sol. Phys., 1998, V.178, P. 153–171.
7. *Melnikov, V.F., Gorbikov, S.P., Reznikova, V.E, et al.* // Izv. RAN, Ser. Fiz., 2006, V.70, No.10, P. 1472–1474.
8. *Reznikova, V.E., Melnikov, V.F., Shibasaki, K., et al.* // ApJ, 2009, V.697, P. 735–746.
9. *Filatov L.V., Melnikov V.F.* // Ge&Ae, 2017, V.57, No.8, P.1001-1008.
10. *Filatov L.V., Melnikov V.F.* // Ge&Ae, 2020, V.60, No.8, P. 1137.
11. *Melnikov V.F., Filatov L.V.* // Ge&Ae, 2021, V.61, No.8.
12. *Filatov L.V., Melnikov V.F.* // Ge&Ae, 2021, V.61, No.8.
13. *Arnold H., Drake J.F., and Swisdak M. et al.* // Phys.Rev.Letters, 2021, V.126, No.13.

ПЛАЗМЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КАК ПРИЧИНА ОГРАНИЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ УСКОРЯЕМЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ХРОМОСФЕРНОМ ИСТОЧНИКЕ СОЛНЕЧНОЙ ВСПЫШКИ

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

PLASMA UNSTABILITY LIMITS THE ENERGY OF ELECTRONS IN CHROMOSPHERIC SOURCE OF SOLAR FLARE

Merzlyakov V.L.
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS, Moscow, Troitsk, Russia

There is an energy limit for electrons of a solar flare. It is suggested that the limit is due to plasma unstability. This unstability is excited by accelerated electrons under condition when electric field is more than Dreicer field. The formula for electron energy for this condition was obtained. The maximum electron energy is a line relation with electron temperature. From observing temperature of the flares of M, X classes this maximum is about 1 Mev.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-197-198

Введение

Основное энерговыделение солнечной вспышки происходит в хромосферном источнике. Для оценки выделяемой энергии необходимо, в частности, знать максимальную энергию ускоряемых электронов. А также иметь зависимость этой энергии от класса солнечной вспышки. Предлагается оценить указанный параметр, исходя из анализа режимов ускорения электронов.

Режимы ускорения

В качестве модели солнечной вспышки рассмотрим представление об ускорении частиц в области магнитной особенности X-типа [1]. Эта особенность возникает от взаимодействия зон локального усиления магнитного поля вблизи нейтральной линии активной области. Возбуждаемое этими зонами вихревое электрическое поле (E) ориентировано преимущественно вдоль X-особенности, оно и ускоряет заряженные частицы. Максимальная энергия (W_e), которую приобретают электроны в процессе такого ускорения, зависит от частоты столкновения с протонами ν_{ep}. Величина этой энергии определяется выражением:

$$W_e = e^2E^2/2m_e\nu_{ep}\,, \tag{1}$$

где e, m_e – заряд и масса электрона.

В результате набора энергии во время ускорения и столкновений с протонами температура электронов увеличивается. И наступает момент, когда вихревое электрическое превысит поле Драйсера (E_D). С этого момента электроны переходят в режим убегания. В этом режиме возбуждается плазменная неустойчивость, вследствие которой электроны эффективно передают энергию волнам, а сами тормозятся. Наиболее быстро возбуждается Бунемановская неустойчивость с частотой столкновения $\nu_{eff} \approx 2n_p^{1/2} \sim 10^8$ с$^{-1}$. При такой частоте столкновения нетепловая энергия электрона не превышает 1 эв (1).

Исходя из вышесказанного, предельная величина энергии для ускоряемого электрона определяется условием $E \sim E_D \approx 2\cdot10^{-10}n/T_e$. Подставляя в выражение (1) E_D и частоту столкновения с протонами $\nu_{ep} \approx 30n_pT_e^{-3/2}$, получаем формулу для величины предельной энергии электрона:

$$W_e < 3\cdot10^{-2}\ T_e\ [\text{эв}]. \qquad (2)$$

По данным работы [2] наибольшая электронная температура у вспышек класса X $\approx 45\cdot10^6$ К. При такой температуре из формулы (2) находим величину ограничения на нетепловую энергию электрона ≤1.4 Мэв. Оказалось, что для классов вспышек C5 – X1 имеется небольшой разброс около средней температуры $25\cdot10^6$ К [2], что означает отсутствие зависимости максимальной энергии электронов от класса вспышки. А величина этой энергии 0.8 Мэв (2) мало отличается от предельного значения для вспышек класса X.

Выводы

В модели солнечной вспышки [1] получена оценка величины предельной энергии ускоряемых электронов. Это ограничение происходит из-за плазменной неустойчивости, которая возбуждается вследствие перехода электронов в режим убегания. Получена формула для предельной энергии в момент наступления неустойчивости. Эта предельная энергия, как оказалось, линейным образом зависит от электронной температуры. По наблюдательным данным о температуре для вспышек класса C5 – X8 получается, что предельное значение энергии электронов составляет ≈1 Мэв.

Литература

1. *Мерзляков В.Л.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2020”, СПб, ГАО РАН, 2020, с. 209-212.
2. *Warmuth A., Mann G.* // Astron. and Asrtophys., 2016, v. 588, A115 (14 pp.).

ПЕРЕСТРОЙКА ТОКОВОЙ СИСТЕМЫ ИСТОЧНИКА ПОЛЯРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ СОЛНЦА В МИНИМУМЕ 23/24 СОЛНЕЧНЫХ ЦИКЛОВ

Мерзляков В.Л.[1], Баранов Д.Г.[2], Вернова Е.С.[3]
[1]Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия
[2]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия
[3]Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

CURRENT STUCTURE OF THE POLAR SOURCE OF THE SUN'S MAGNETIC FIELD IS RECONSTRUCTED IN 23/24 SOLAR CYCLES MINIMUM

Merzlyakov V.L.[1], Baranov D.G.[2], Vernova E.S.[3]
[1]Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS, Moscow, Troitsk, Russia
[2]A.F. Ioffe Physical-Technical Institute, St. Petersburg, Russia
[3]IZMIRAN, St. Petersburg Filial, St. Petersburg, Russia

Some properties of the polar magnetic source in 2008 minimum are investigated. It was established that the evolution of magnetic properties are differed from the situations in 1986 and 1996 solar minima. This difference is explained by current latitude unhomogeneouse of the polar source. The calculations show that such unhomogeneouse is increased during the decreasing activity solar cycle 23 and is stabilized in increasing phase of solar cycle 24.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-199-202

Введение

На спаде 23 солнечного цикла наблюдалось уменьшение магнитного потока Солнца. Это привело к 2-х кратному понижению напряжённости полярного магнитного в минимуме 23/24 циклов [1] и значительному уменьшению мощности 24 солнечного цикла. Такие пониженные магнитные свойства 24 солнечного цикла указывают на перестройку условий генерации магнитного поля Солнца. Проведём анализ некоторых свойств такой перестройки в минимуме 23/24 солнечных циклов.

Свойства полярного поля

В минимуме солнечной активности в полярной зоне Солнца наблюдаются полярные перья. Эти перья являются структурными образованиями К-короны, которые проявляется во время полных солнечных затмений. На рис. 1 приведена такая структура короны затмения 2008 года. Геометрия полярных перьев показывает, что они расходятся в виде пучка из компактной области, находящейся на оси вращения Солнца. Положение этой компактной области не случайное, а имеет зависимость от фазы солнечного цикла [2].

Рис. 1.

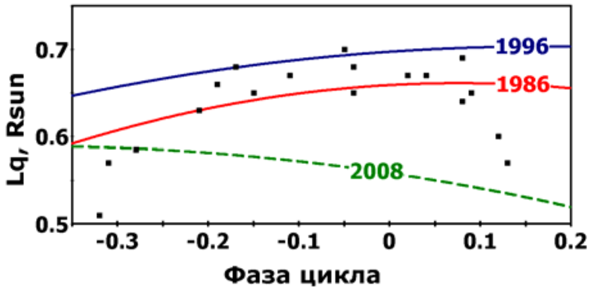


Рис. 2.

Считается, что полярные перья трассируют магнитные силовые линии. В таком случае, область пересечения оснований перьев можно рассматривать как магнитный «заряд». И магнитное поле, соответственно, аппроксимируется радиально направленным магнитным полем B_r, расходящимся от «заряда» q:

$$B_r = q/r^2. \quad (1)$$

Чтобы изучаемый источник описывался как «заряд», требуется зависимость от расстояния r именно как квадратичная (1). Судить об этом по геометрии полярных перьев не представляется возможным. Необходимо иметь магнитные измерения. И таковые имеются, хорошее качество измерению предоставляет магнитограф обсерватории Kitt Peak. Эти данные есть за три минимума солнечной активности 1986 г., 1996 г., 2008 г.

По имеющимся данным за три эпохи минимума моделировалось широтное распределение магнитного поля в предположении действия «заряда» (1). Изучалась полярная зона в пределах до 70° широты, где измерения магнитного поля достаточно надежные. В результате моделирования были получены положения магнитного «заряда» относительно солнечного центра L_q от фазы солнечного цикла, которые изображены на рис. 2 в виде кривых с отметками эпох минимумов. Черные квадраты показывают положение «заряда» по местам пересечения оснований полярных перьев (рис. 2). По полярным перьям использовались данные работ [3, 4] солнечных корон с 1871 г. по 2009 г. Положение «заряда» L_q дано в единицах солнечного радиуса R_s.

Как видно на рис. 2, имеется хорошее согласие (в пределах ±0.02 R_s) между положением L_q по магнитным полям и полярным перьям в интервале фазы солнечного цикла от -0.2 до +0.1 (отрицательная фаза соответствует ветви спада солнечного цикла). Тем самым, можно утверждать, что в минимуме солнечной активности источник полярного магнитного поля можно аппроксимировать магнитным «зарядом». Но этот вывод справедлив только для минимумов 1986 г. и 1996 г. В минимуме 2008 г. наблюдается существенное отличие от ситуации с предыдущими эпохами минимумов (пунктирная кривая на рис. 2). При этом геометрия полярных перьев по структурам корон 2008 г. (рис. 1) и 2009 г. укладывается в общую тенденцию рис. 2 (черные квадраты).

Модельные расчеты

Рассмотрим возможную причину отличия ситуации в 2008 г. от двух предшествующих минимумов (рис. 2). В полярной зоне короны 2008 г. (фаза цикла -0.04) пересечения оснований полярных перьев происходит на расстоянии 0.65 R_s (рис. 1). Это означает, что токовая система имеет схожие свойства с ситуацией с 1986 г. и 1996 г. по геометрии. Поскольку положение «заряда» L_q определяет широтную протяжённость этой системы. И положение «заряда» 2008 г. указывает на неизменность такой протяженности и в этом минимуме. Тогда, наблюдаемое отличие (рис. 2), вероятно, обусловлено тем, что плотность тока такой системы имеет существенную широтную неоднородность.

На спаде активности в солнечном цикле процесс генерации перемещается к экватору, поэтому наиболее существенная неоднородность должна происходить именно в экваториальной области. Такую неоднородность можно описать дискретным образом как систему двух соленоидов. В виде основной соленоидальная системы токов и дополнительной в экваториальной области. Эти две соленоидальные системы токов создают на фотосфере магнитное поле, проекция которого на луч зрения имеет вид:

$$B_l = q_1\cos(\varphi)\cdot R_s/\rho_1^3 + q_2\cos(\varphi)\cdot R_s/\rho_2^3 \;, \tag{2}$$

где расстояние от «заряда» $\rho = (R_s^2+L_q^2-2R_sL_q\cdot\cos(\varphi))^{1/2}$, φ − гелиоширота места наблюдения магнитного поля.

Широтная протяжённость основной системы токов 2008 г. (q_1) считаем аналогичной ситуации минимума 1986 г. (рис. 2). На это указывает геометрия полярных перьев короны 2008 г. (рис. 1) и совпадение с зависимостью L_q минимума 1986 г. до фазы -0.35 (рис. 2). Такое предположение позволяет рассчитать расстояние ρ_1 в изучаемую эпоху минимума. Дополнительная токовая система (q_2) находится около экватора и расстояние от дополнительного «заряда» до фотосферы можно считать $\rho_2 \approx R_s$.

На основе принятых предположений мы можем определить величины «зарядов» q_1 и q_2 по измеренным компонентам фотосферного магнитного поля B_l (2). Используем две широтные полосы 50° – 60° и 60° – 70°, где получаем среднее значение проекции магнитного поля B_l. Из отношения величин этих проекций находим величину q_2/q_1.

Оказалось, что основные изменения в токовой системе полярного источника произошли на спаде 23 солнечного цикла. Так, доля экваториального тока увеличилась почти в 3 раза в пределах фазы -0.2 − 0, с $q_2/q_1 = 1.0$ до 2.75. А в начале роста 24 солнечного цикла изменение отношения q_2/q_1

практически прекратилось. От начала цикла до фазы +0.1 увеличение q_2/q_1 составило менее 2%. Следует отметить, знак «заряда» q_2 совпадает с q_1, т.е. направление токов имеет одинаковое направление. В итоге происходит увеличение плотности приэкваториального тока.

Выводы

Источник полярного магнитного поля в минимумах солнечной активности представляет собой систему круговых токов типа соленоид. В минимумах 1986 г. и 1996 г. плотность токов по широте является равномерной. В минимуме 2008 г., вероятно, происходит перераспределение токов по широте. Расчёты показали, что имеет место усиление плотности тока в экваториальной области. На спаде активности 23 солнечного цикла произошло относительное усиление приэкваториального тока в ≈ 3 раза. На фазе роста активности 24 солнечного цикла увеличение плотности тока также отмечалось, но по темпам в $\approx 10^2$ раз меньшим. Таким образом, можно утверждать, что на спаде 23 цикла происходила значительная перестройка токовой системы полярного источника. А с началом 24 цикла ситуация в токовой системе практически стабилизировалась.

Литература

1. http://wso.stanford.edu/gifs/Polar.gif.
2. *Saito K.* // Pub. Astron. Soc. Japan. 1965. V. 17. No 4. pp. 421−426.
3. *Несмянович А.Т.* // Астрон. Журнал. 1962. Т. 39. № 6. с. 996−1002.
4. *Мордвинов А.В., Язев С.А., Рыкова Е.Г., Дворкина-Самарская А.А.* // Солнечно-земная Физика. 2011. Вып. 18. с. 69–73.

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ТРАНСПОРТИРОВКИ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МАГНИТОКОНВЕКЦИЕЙ ГИГАНТСКОГО МАСШТАБА

Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова, РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

SOME PRORETIES OF MAGNETIC FIELD TRANSPORTATION BY THE CONVECTION OF GIGANTIC SCALE

Merzlyakov V.L., Starkova L.I.
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation, RAS, Moscow, Troitsk, Russia

The magnetic properties of the source of a solar active region are examined. The source as suggested is created by convective gigantic rolls. Two active regions at solar minimum 2007 are investigated using Kitt Peak synoptic maps. It is established that a magnetic moment of the source these active regions has a perpendicular orientation to the solar radius. The difference is no more 5 %. Also the orientation relative solar east-west direction was found. This orientation varies in wide intervals during active region evolution.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-203-206

Введение

Авторы ранее показали, что появление активных областей на фотосфере Солнца связано с подъёмом магнитоактивной плазмы конвекцией гигантского масштаба [1]. Магнитная конфигурация этой плазмы не является чисто дипольной, а имеет значимую октупольную гармонику, которая оказывается определяющей вблизи фотосферы. Чтобы разобраться со свойствами транспортируемой плазмы помимо магнитной конфигурации необходимо знать ориентацию магнитных гармоник. Решению этой задачи посвящено настоящее исследование.

Методика

Ориентация магнитных моментов транспортируемой магнитоактивной плазмы проявляется в наблюдаемом расположении разнополярных зон активной области. Наклон магнитного момента к солнечному радиусу отражается в различии напряжённостей разнополярных зон. И эти особенности использовались для изучения ориентации магнитных моментов магнитоактивной плазмы. Для решаемой задачи анализировались зоны максимальной напряжённости разной полярности.

В качестве наблюдательных данных использовались магнитные синоптические карты обсерватории Kitt Peak за 2007 год [2]. Исследовались две активные области NOAA 960 и NOAA 978, которые ранее изучались в работе [1]. Эти активные области существовали в период очень низкой солнечной активности, но были при этом достаточно мощные. Окружающие их активные области имели малые магнитные потоки и, очевидно, не могли оказывать существенное влияние на изучаемые нами области. И в этом плане NOAA 960 и NOAA 978 можно считать «эталонными».

Результаты

Зоны максимальной напряжённости активных областей NOAA 960 и NOAA 978 брали как средние величины по площадке 0.6″×0.6″, чтобы сгладить флуктуации магнитного поля. Ориентация магнитного момента в картинной плоскости определяется как линия, проходящая через середину зон максимальной напряжённости разного знака. Изменение угла наклона этой линии к широте, в течение эволюции изучаемых активных областей, приведён на рис. 1. Данные по области NOAA 960 отмечены сплошной линией, а данные NOAA 978 изображены в виде пунктирной линии. Временные отсчёты даются в кэррингтоновских оборотах относительно начального CRo = CR2055 и CRo = CR2061 для первой и второй активной области соответственно. Как видно на рис. 1, ориентация магнитного момента не проявляет какой-либо закономерности и схожести поведения со временем. При том, что обе активные области находились на одной широте ≈10^{o} и имели близкие магнитные потоки в максимуме своего развития.

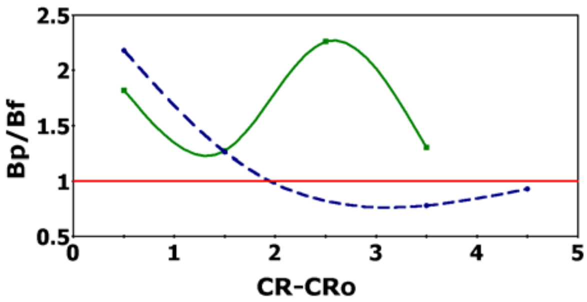


Рис. 1.

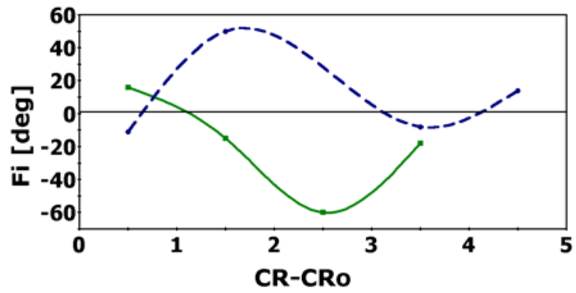


Рис. 2.

Отношение максимальных напряжённостей ведущей полярности к последующей (B_p/B_f) приведено на рис. 2. Временные отсчёты даются в кэррингтоновских оборотах относительно начального CRo = CR2055 и CRo = CR2061 для первой и второй активной области соответственно. Как видно на рис. 2, есть три участка схожего поведения двух областей. Уменьшение B_p/B_f до 1.5 кэррингтоновского оборота, а после 3-х кэррингтоновских оборотов происходит приближение этого отношения к 1. Между 2 и 3 кэррингтоновскими оборотами определяющей гармоникой является октупольная [1], и наблюдаемый характер искомого отношения (рис. 2) показывает, что эта гармоника может быть по-разному ориентирована к дипольной.

Модельные расчеты

Рассмотрим начальный этап транспортировки магнитоактивной плазмы до 1.5 кэррингтоновского оборота (рис. 2). На этом этапе определяющей гармоникой на фотосфере является дипольная. Рассчитаем отношение максимальных напряжённостей разнополярных зон, которые создаёт диполь в зависимости от отклонения к солнечному радиусу и расстоянию до фотосферы. На рис. 3 приведены эти зависимости (B_p/B_f), dU – величина отклонения от радиуса, L – положение диполя от начального уровня подъема магнитоактивной плазмы L = 0.90 R_s до уровня, где дипольная гармоника является определяющей на фотосфере L = 0.96 R_s [1]. Наблюдательные данные на начальном уровне показывают отношение 2.0 ± 0.2, согласно расчётам (рис. 3) это отношение соответствует наклону к солнечному радиусу 85^o. Дальнейший подъем магнитоактивной плазмы приводит к уменьшению отношения B_p/B_f до 1.3 (рис. 2), что указывает на увеличении угла до 88.5^o. Это означает, что магнитный диполь при приближении к фотосфере становится более горизонтальным.

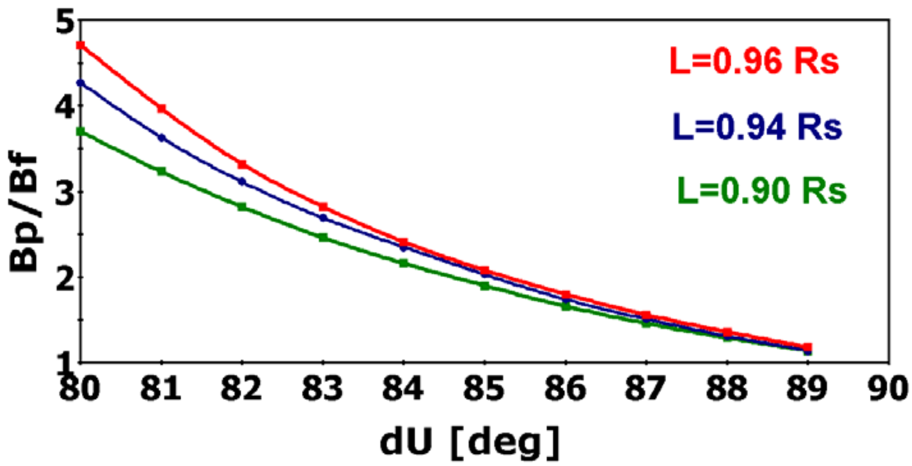


Рис. 3.

Около фотосферы преобладающей является октупольная гармоника, в течение временного интервала 2–3 кэррингтоновских оборота относительно начального. В этот период отношение B_p/B_f имеет максимум с величинами 2.2 (первая активная область) и 0.75 (вторая активная область) (рис. 2). Такое отношение напряжённостей означает, что октупольная гармоника имеет отклонение от плоскости, перпендикулярной солнечному радиусу, $\leq 4^o$ и $\leq 2^o$ соответственно.

На заключительном этапе эволюции активных областей отношение B_p/B_f стремиться к 1 (рис. 2). Этот этап характерен тем, что происходит разделение магнитоактивной плазмы между двумя конвективными ячейками [1]. И малое различие между максимальными значениями напряжённостей разной полярности указывает на то, что вещество плазмы распределяется между двумя ячейками конвекции практически равными порциями.

Выводы

Проведены оценки ориентации магнитных моментов магнитоактивной плазмы, которая транспортируется ячейками гигантской конвекции. Оказалось, что дипольный момент этой плазму имеет небольшое отклонение к плоскости, перпендикулярной солнечному радиусу. На этапе подъёма это отклонение составило 5° и уменьшалось практически до нуля. Октупольная гармоника также имела малое отклонение, которое составляло $\approx 3^{\circ}$ в период минимального расстояния магнитоактивной плазмы до фотосферы.

Ориентация магнитных моментов в плоскости, перпендикулярной солнечному радиусу, не выявила каких-либо закономерностей от широты активной области и времени. Эта ситуация согласуется с результатами работы [3], где обнаружено случайное распределения ориентации оси, проходящей через зоны максимальных напряжённостей. Такой случайный характер не зависел ни от широты, ни от величины магнитного потока активной области, а закон Джоя проявляется только статистически на фазе затухания магнитного потока активной области.

This work utilizes SOLIS data obtained by the NSO Integrated Synoptic Program (NISP), managed by the National Solar Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy (AURA), Inc. under a cooperative agreement with the National Science Foundation.

Литература

1. *Мерзляков В.Л., Старкова Л.И.* // Труды Всероссийской конф. “Солнечная и солнечно-земная физика – 2020”, СПб, ГАО РАН, 2020, с. 213-216.
2. https://solis.nso.edu/0/vsm/crmaps/6302l_cr2046-2065.html
3. *Kosovichev A.G., Stenflo J.O.* // Astrophys. J., 2008, v. 688, pp. L115–L118.

ЦИКЛИЧЕСКИЕ ВАРИАЦИИ ЗОНАЛЬНЫХ ГАРМОНИК СОЛНЕЧНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПРОБЛЕМЫ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Обридко В.Н.[1,5], Соколов Д.Д.[1,2,4], Пипин В.В.[3], Шибалова А.С.[1,2,4], Лившиц И.М.[1]

[1]ИЗМИРАН, Троицк, Москва, Россия
[2]МГУ имени Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия
[3]ИСЗФ РАН, Иркутск, Россия
[4]Московский Центр фундаментальной и прикладной математики, Москва, Россия
[5]ГАО РАН, Пулково, Санкт-Петербург, Россия

CYCLIC VARIATIONS IN ZONAL HARMONICS OF THE SOLAR MAGNETIC FIELD AND PROBLEMS OF PREDICTION OF SOLAR ACTIVITY

Obridko V.N.[1,5], Sokoloff D.D.[1,2,4], Pipin V.V.[3], Shibalova A.S.[1,2,4], Livshits I.M.[1]

[1]IZMIRAN, Troitsk, Moscow, Russia
[2]Physical Faculty of the Moscow State University, Moscow, Russia
[3]Institute of Solar-Terrestrial Physics RAS, Irkutsk, Russia
[4]Moscow Center of Fundamental and Applied Mathematics, Russia
[5]Main Astronomical Observatory RAS, Pulkovo, St.-Petersburg, Russia

According to the scheme of action of the solar dynamo, the poloidal magnetic field can be considered a source of production of the toroidal magnetic field by the solar differential rotation. From the polar magnetic field proxies, it is natural to expect that solar Cycle 25 will be weak as recorded in sunspot data. We suggest that there are parameters of the zonal harmonics of the solar surface magnetic field, such as the magnitude of the harmonic $l = 3$ or the effective multipole index, that can be used as a reasonable addition to the polar magnetic field proxies. The global minimum of solar activity was reached in Cycles 23-24, and Cycle 25 is likely to be close in height to Cycle 24.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-207-212

1. Введение

Строго говоря, все методы прогнозирования более или менее обоснованно можно отнести к одной из двух групп. Первую группу можно условно назвать математической или, точнее, статистической. В этом случае прогнозист выбирает индекс солнечной активности (обычно число солнечных пятен – SSN) и расширяет выбранный ряд на один или несколько 13 циклов вперед различными статистическими методами. Принципиально иная группа прогнозов основана на понимании процессов генерации магнитного поля на Солнце. Согласно теории солнечного динамо, развитой Паркером в 1955 г., цикл солнечных пятен представляет собой колебание между тороидальной и полоидальной составляющими. В солнечном динамо участвуют два процесса: генерация тороидального поля из полоидального и регенерация полоидального поля нового цикла с противоположной полярностью от этого тороидального поля.

Подробная классификация методов прогнозирования дана в [1], где разделяются климатологические, предвестники, теоретические (динамо-модель), спектральные, нейросетевые и методы прогнозирования фондового рынка. Все методы прогнозирования в целом можно разделить на методы-предвестники и статистические (включая большинство приведенных выше классификаций) или их комбинации [2, 3]. Тот факт, что предсказание солнечного цикла не улучшилось с добавлением 22 дополнительных данных (новый солнечный цикл), предполагает, что все современные методы не могут дать надежные прогнозы (см., например, современный обширный обзор Нанди [4]).

Нам представляется, что точное указание высоты цикла не имеет особого смысла. Смешно говорить о высоте цикла (как измеренного, так и прогнозируемого) с указанием единиц чисел пятен, когда точность прогноза (и это хорошо видно на диаграмме в работе Нанди), как правило, не превышает 10–15%. Нам представляется, что простое указание на тенденцию и сравнение с предыдущим циклом содержит всю достоверную информацию.

В настоящей работе, которая использует некоторые результаты из недавно вышедшей работы [5], мы не стремимся дать определенный прогноз 25 цикла, а хотим указать на некоторые характерные особенности в циклической вариации зонального крупномасштабного поля, которые могут быть полезны при оценке ситуации в современный переходный период эволюции солнечной активности.

2. Циклические вариации зональных гармоник

На рис. 1 показан вклад каждой из гармоник с 1 по 9 ($l = 1–9$) на поверхности фотосферы. Гармоники с номерами $l = 0$ и $l>9$ носят шумовой характер и в данной работе не рассматривались. Слева на рис. 1a показан вклад с азимутальной составляющей, на рис. 1b сохранен вклад только осесимметричного поля, на рис. 1c. показана циклическая вариация нечетных зональных гармоник.

Видно, что в периоды максимумов присутствуют гармоники всех видов, четные и нечетные вплоть до высоких значений l. Постепенно с общим понижением высот циклов происходит постепенное вымирание высоких гармоник. В минимумах циклов полностью исчезают четные гармоники, нечетные гармоники с $l = 1, 3, 5$ хорошо видны в минимуме 21 цикла (1986 г.). Они все еще довольно сильны в минимуме 22 цикла (1996 г.) и совершенно не заметны в минимуме 23 цикла (2008 г.). Это указывает на постепенный спад общего потока крупномасштабного поля, что отражается в хорошо известном спаде полярного поля (см. верхнюю панель рисунка 1c).

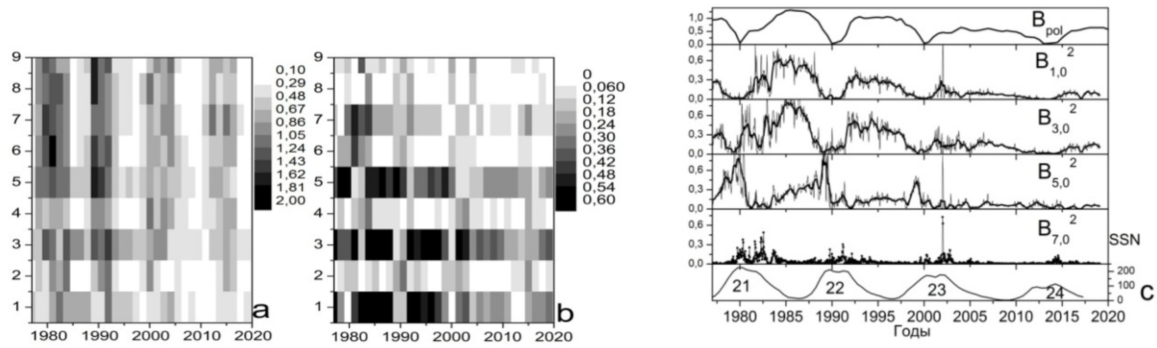


Рис. 1.

Любопытно, что это постепенное ослабление нечетных гармоник в минимумах циклов прекращается в минимуме 24 цикла (2018–2019 гг.), что отражается и в приостановке спада полярного поля.

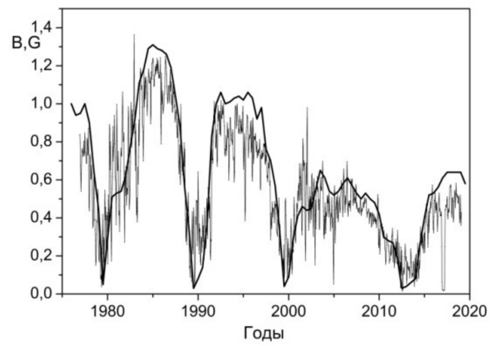


Рис. 2.

Все эти эффекты еще более четко выражены, когда мы рассматриваем только осесимметричные (зональные гармоники). Здесь четные гармоники практически не видны вообще, постепенный спад значений в минимумах и новое усиление в конце 24 цикла более заметны.

Сходство первых нечетных зональных гармоник особенно подчеркивается на рис. 2, где просуммированы гармоники 1 и 3 (m = 0, тонкая линия) и показано непосредственно измеренное полярное поле (толстая сглаженная линия). Поскольку к непосредственному измерению полярного поля есть целый ряд претензий (измеряется не радиальная компонента, а поле вдоль луча зрения, есть определенный вклад вращения Земли вокруг Солнца, поле измеряется на пределе чувствительности прибора), наши расчеты, опирающиеся на совокупность измерений на всем диске Солнца, имеют некоторое преимущество и могут быть использованы для прогнозирования следующего цикла.

Возвращаясь теперь к рис. 1с, обратим внимание на то, что гармоника $l = 5$ ведет себя совершенно иначе. Максимумы этой гармоники наблюдаются за 1–2 года до переполюсовки и, соответственно, до фазы максимума числа пятен. Физический смысл гармоники $l = 5$ иллюстрирует рис. 3, на котором показано магнитное поле одного из оборотов в 1998 г. В нем устранены все другие гармоники, кроме $l = 5$ (учтены все гармоники с этим l, не только зональные).

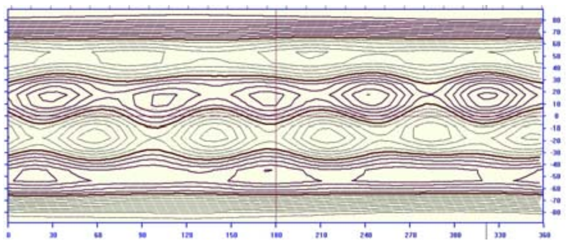


Рис. 3.

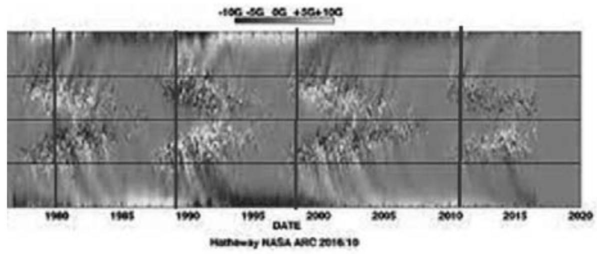


Рис. 4.

Толстыми линиями показаны изолинии северной полярности, тонкими – южной. Видно, что крупномасштабное магнитное поле распадается на полосы. В северной полусфере идут полосы северной, южной и снова северной полярности. В южной также три полосы, соответственно, противоположной полярности.

Экстремумы гармоники $l = 5$ иллюстрируют специфическое свойство наложения 11-летних циклов по времени.

На рис. 4 представлены данные о магнитном поле (светлые элементы соответствуют северной полярности; темные – южной), на который нанесены вертикальными толстыми линиями максимумы пятой гармоники из рис. 3. Видно, что эти максимумы соответствуют кратковременной ситуации, когда на Солнце в каждом полушарии возникают две волны нового цикла, но в полярной зоне все еще продолжает существовать волна предыдущего цикла. От нашей отметки до полной полярной переполюсовки как раз 1–2 года.

3. Индексы глобального поля

Мы можем вычислить среднеквадратичную радиальную составляющую магнитного поля на сфере радиуса R [6, 7]. Ниже даны формулы для фотосферы и поверхности источника R_S.

$$i(B_r)|_{R_0} = \sum_{lm} \frac{(l + 1 + l\zeta^{2l+l})^2}{2l + 1} (g_{lm}^2 + h_{lm}^2), \quad (1)$$

$$i(B_r)|_{R_S} = \sum_{lm} (2l + 1)\zeta^{2l+4} \,(g_l m^2 + h_l m^2), \quad (2)$$

где $\zeta = R_0/R_S$. В наших расчетах $\zeta = 0.4$. Мы можем рассчитать эти показатели отдельно для осесимметричных или неосесимметричных компонент; т.е. положить $m = 0$ или $m \neq 0$ в уравнениях (1) и (2). Эти кривые показаны на рис. 5 для фотосферы (слева) и для поверхности источника (справа). Все значения даны в микротеслах в квадрате.

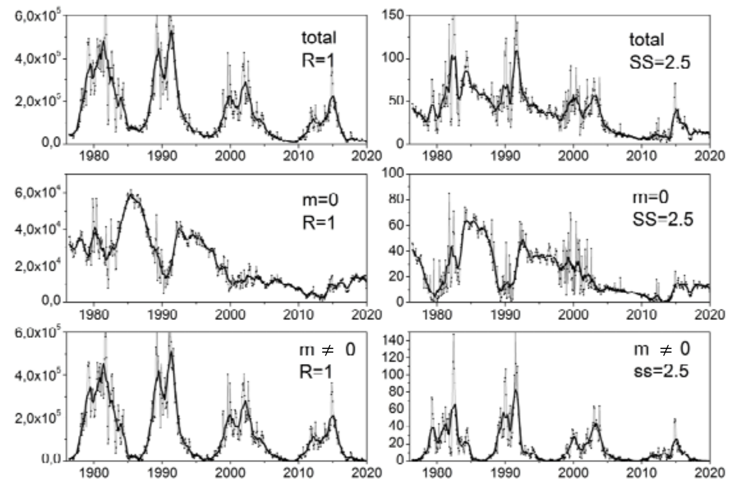


Рис. 5.

Все индексы показывают постепенный спад в соответствии с общим спадом солнечной активности в течение последних 40 лет. Но в осесимметричном магнитном поле (m = 0) обнаруживается удивительная странность – 23 цикл на уровне фотосферы чрезвычайно слаб, его как бы и вовсе нет. А ведь именно из этого полоидального поля, по основной концепции динамо, и должно было строиться тороидальное поле следующего цикла. Неудивительно, что 24 цикл оказался таким слабым.

4. Индекс эффективного мультиполя

Индекс эффективного мультиполя был введен нами в [8] и изменяется от 3, когда на Солнце присутствует только дипольное поле, вплоть до 5–6 при наличии более высоких гармоник.

$$I_M = -\frac{1}{2log2.5} log\frac{i(B_r)|_{R_S}}{i(B_r)|_{R_0}} \qquad (3)$$

Его тоже можно вычислять как для суммы всех присутствующих гармоник, так и раздельно для осесимметричной и неосесимметричной составляющих. Заметим, что индексы составляющих в соответствии с определением неаддитивны. Их зависимость от времени показана на рис. 6. Снова мы видим, что осесимметричное поле в 23 цикле ведет себя нестандартно.

На рис. 7. циклическая вариация этого индекса рассчитана на основе динамо модели [9, 10]. Верхняя панель – поверхностное (фон) и подповерхностное тороидальное поле. Средняя панель показывает квадрат магнитного поля на фотосфере, его осесимметричную часть и поле на поверхности источника. На нижней панели показаны характеристики индекса эффективного мультиполя.

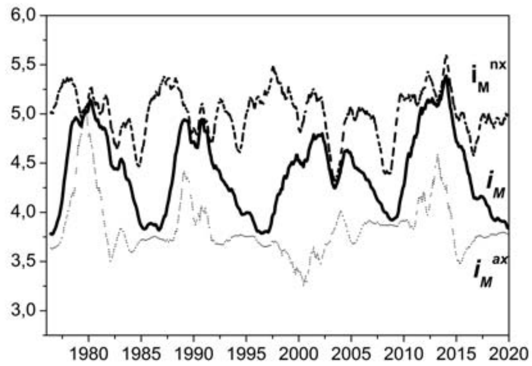


Рис. 6.

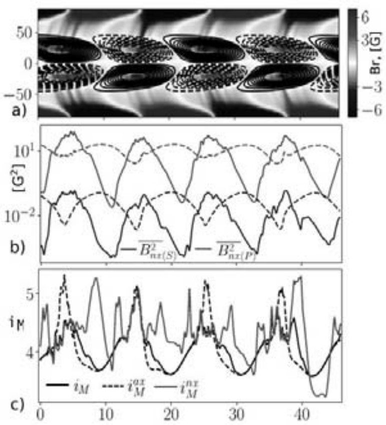


Рис. 7.

5. Дискуссия и выводы

Таким образом, наши результаты показывают, что глобальный минимум солнечной активности был достигнут в циклах 23–24, и цикл 25, вероятно, будет близок по высоте к циклу 24. Зональные гармоники можно использовать для описания и прогноза солнечной активности, а с использованием пятой гармоники можно уточнять за 1–2 года даты переполюсовки и максимума цикла.

Авторы благодарят Министерство науки и высшего образования РФ за финансовую поддержку по программе 075-15-2020-780: договор No. 075-15-2019-1621.

Литература

1. *Pesnell W.D.* // Sol. Phys., 2008, 252, 209.
2. *Hathaway D.H., Wilson R.M., Reichmann E.J.* // J. Geophys. Res., 1999, 104, 22375.
3. *Hathaway D.H.* // Space Sci. Rev. 2009, 144, 401.
4. *Nandy D.* // Sol. Phys., 2021, 296, 54.
5. *Obridko V.N. Sokoloff D.D., Pipin V.V., et al.* // JASTP, 2021, 105743.
6. *Obridko V.N., Yermakov F.A.* // Astronomicheskij Tsirkulyar, 1989, N 1539, 24.
7. *Obridko V.N., Shelting B.D.* // Sol. Phys., 1992, 137, 167.
8. *Ivanov E.V., Obridko V.N., Shelting B.D.* // Astron. Rep., 1997, 41, 236.
9. *Pipin, V.V.* // J. Plasma Phys., 2021, 87, 775870101.
10. *Obridko V.N., Pipin V., Sokoloff D., Shibalova A.S.* // MNRAS, 2021, 504, 4990.

ВАРИАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ КОСМОГЕННЫХ ИЗОТОПОВ В ЭПОХУ ШПЁРЕРОВСКОГО МИНИМУМА

Огурцов М.Г.[1,2]
[1]Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

VARIATIONS OF CONCENTRATION OF THE COSMOGENIC ISOTOPES DURING THE SPOERER MINIMUM

Ogurtsov M.G.[1,2]
[1]Ioffe Physico-Technical Institute of RAS, St. Petersburg
[2]Central Astronomical Observatory of RAS, St. Petersburg

Five sets of the data on concentration of the cosmogenic isotopes in terrestrial archives (two radiocarbon series and two beryllium ones) were studied at time interval AD 1432-1552, which covers the major part of the Spoerer solar minimum. It is shown that spectra of these records differ appreciably. Coefficients of correlation between short-term (period less than 30 years) variations of the analyzed time series are also not large. That can mean that during the global deep solar minima the short-term variability of cosmogenic isotopes are weakly connected with the corresponding changes of solar activity and reflect mainly variations of other factors.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-213-216

Введение

Грандиозные (глубокие) солнечные минимумы – эпохи существенно подавленной солнечной активности, связаны с особым состоянием солнечного динамо. Исследование временного хода активности Солнца в такие периоды важно для понимания физических механизмов солнечного и звездного динамо. Это, в значительной степени касается изучения солнечных циклов Швабе (~11 лет) и Хейла (~22 года). Подобную информацию предоставляют данные о концентрации космогенных изотопов ^{14}C и ^{10}Be в земных архивах. Огурцов [1], однако, изучив шесть радиоуглеродных серий, охватывающих полностью или частично период Маундеровского минимума (1645–1715 гг.), пришёл к выводу, что высокочастотная (ВЧ) составляющая (колебания с периодами до 30 лет) вариаций имеющихся на сегодня рядов данных по $\Delta\ ^{14}C$ не несёт значительной астрофизической информации, т.к. солнечный сигнал в них сильно искажён колебаниями несолнечной природы. Проверить справедливость этого вывода возможно при помощи анализа данных по концентрации космогенных изотопов в эпоху Шпёреровского минимума (1415–1545 гг.). Можно отметить, что минимум Шпёрера особенно подходит для этой цели, т.к. согласно данным работы [2], он был глубже Маундеровского.

Результаты

На сегодняшний день имеется пять рядов экспериментальных измерений содержания космогенных бериллия и радиоуглерода в природных архивах, охватывающих минимум Шпёрера [3–7]. Они приведены на рис. 1.

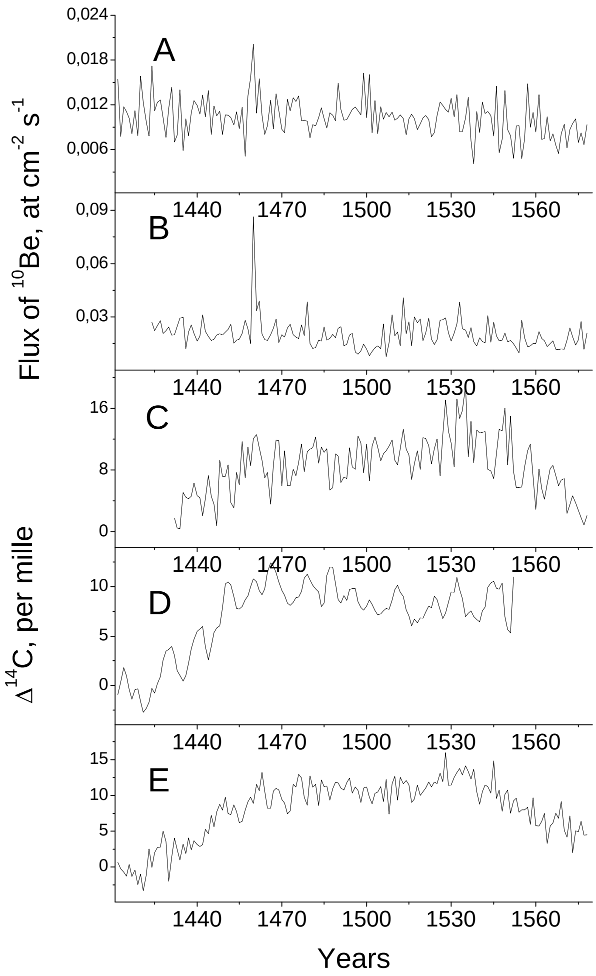


Рис. 1. A – поток ^{10}Be в скважине Dye-3 [3]; B – поток ^{10}Be в скважине NGRIP [4]; C – Δ^{14}C в кольцах японского кедра. Сглаженные по трём точкам данные сканированы из работы [5]; D – Δ^{14}C в кольцах датских деревьев. [6]; E – Δ^{14}C в кольцах деревьев из Англии и Швейцарии [7].

Локальные вэйвлетные спектры этих рядов (базис Морле) показаны на рис. 2, а глобальные – на рис. 3. Спектры нормированы на уровни доверия 0.95, рассчитанные для красных шумов с AR(1) факторами α, индивидуальными для каждого ряда.

Как видно из рис. 2–3, спектры ВЧ вариаций различаются достаточно сильно. В одних доминирует 17-летняя периодичность, в других 11-летняя, в третьих 6-летняя.

В таблице показаны коэффициенты корреляции между рядами данных, охватывающими промежуток 1432–1552 гг. и вэйвлетно-фильтрованными (базис MHAT) в полосе периодов 7.3–29.8 лет, включающей в себя оба основных солнечных цикла.

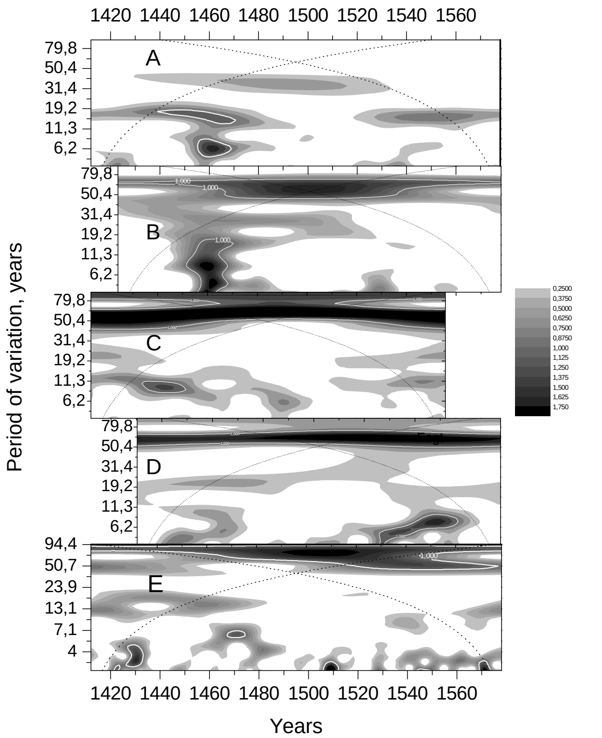


Рис. 2. Локальные вэйвлетные спектры: A – потока ^{10}Be в скважине Dye-3 ($\alpha = 0.18$); B – потока ^{10}Be в скважине NGRIP ($\alpha = -0.05$); C – Δ^{14}C в кольцах японского кедра ($\alpha = 0.50$); D – Δ^{14}C в кольцах датских деревьев ($\alpha = 0.28$); E – Δ^{14}C в кольцах деревьев из Англии и Швейцарии ($\alpha = 0.39$).

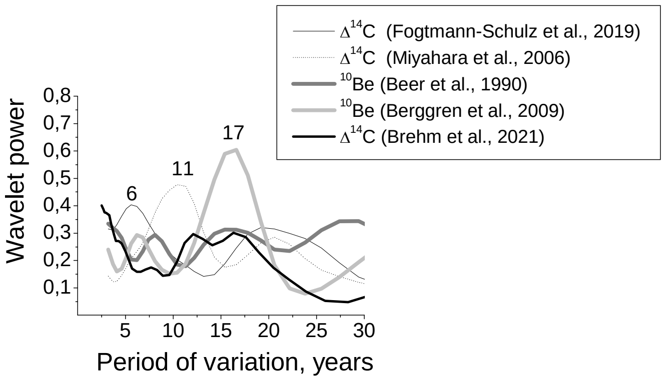


Рис. 3. Кратковременная часть вэйвлетных спектров данных по космогенным изотопам

Как следует из таблицы, корреляция между космогенными рядами в полосе частот потенциально связанной с солнечными циклами не слишком сильна. Только значимость коэффициента корреляции между бериллиевыми сериями Dye-3 и NGRIP превышает уровень доверия 0.9, но и она обеспечивается, в основном, мощным событием 1465 года, отразившимся в обоих рядах.

Таблица. Коэффициенты корреляции между вэйвлетно-фильтрованными (7.3–29.8 лет) временными рядами на интервале 1432–1552 гг.
Цифры в скобках – значимости корреляций.

	^{10}Be [3]	^{10}Be [4]	$\Delta\,^{14}$C [5]	$\Delta\,^{14}$C [6]	$\Delta\,^{14}$C [7]
^{10}Be [3]		**0.39** (0.92)			
^{10}Be [4]					
Δ^{14}C [5]				**0.15** (0.37)	**0.47** (0.88)
$\Delta\,^{14}$C [6]					**0.37** (0.88)
$\Delta\,^{14}$C [7]					

Выводы

Проведённый анализ показал, что ВЧ колебания содержания космогенных изотопов в земных архивах в период минимума Шпёрера, отражают соответствующие изменения солнечной активности достаточно слабо.

Работа была поддержана грантом 19-02-00088.

Литература

1. *Огурцов М.Г.* Космогенные изотопы и их роль в современной палеоастрофизике Солнца // Геомагн. и Аэрон. 2007. 47(1). С. 90-98.
2. *Ogurtsov, M.G.* The Sporer minimum was deep // Adv. Space Res. 2019. V. 64. I. 5. pp. 1112-1116.
3. *Beer, J., Siegenthaler, U., Bonani, G., et al.* Information on past solar activity and geomagnetism from 10Be in the Camp Century ice core // Nature. 1988. 331. 675-679.
4. *Berggren, A.-M., Beer, J., Possnert, et al.* A 600-year annual ^{10}Be record from the NGRIP ice core, Greenland // Geophys. Res. Lett. 2009. 36. L11801.
5. *Miyahara, H., Masuda, K., Muraki, Y., et al.* Variation of solar cyclicity during the Spoerer Minimum. // J. Geophys. Res. 2006. 111. A03103.
6. *Fogtmann-Schulz A., Kudsk, S.G.K., Trant, P.L.K., et al.* Variations in solar activity across the Spörer Minimum based on radiocarbon in Danish oak // Geophys. Res. Lett. 2019. 46. 8617-8623.
7. *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. 10–15.

ОСОБЕННОСТИ ГИСТЕРЕЗИСА В ГЕОМАГНИТНЫХ ПОРОГАХ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ВО ВРЕМЯ БУРИ В НАЧАЛЕ СЕНТЯБРЯ 2017 Г.

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

FEATURES OF HYSTERESIS IN THE GEOMAGNETIC THRESHOLDS OF COSMIC RAYS DURING A STORM IN EARLY SEPTEMBER 2017

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

The geomagnetic cutoff rigidity of cosmic rays (R) or geomagnetic threshold, i.e., the lowest rigidity a particle must have in order to penetrate a given point of the magnetosphere, is determined by the geomagnetic field slowing the particle. The properties of the geomagnetic shield change over time, which leads to a change in thresholds (ΔR), especially strong during magnetic storms. We studied the dynamics of changes in ΔR depending on the dynamics of the parameters of the interplanetary medium and magnetosphere at different phases of the storm on September 7–8, 2017. Loop-like hysteresis patterns formed, because the trajectories of variations in the cutoff rigidities versus the interplanetary magnetic field (B and B_Z) and geomagnetic activity index Dst during storm intensification did not coincide with the trajectories during the recovery. The hysteresis loops for the relationship between the cutoff rigidities and solar-wind dynamic parameters were not formed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-217-220

Введение

Геомагнитный порог или жесткость геомагнитного обрезания (R) космических лучей (КЛ) – это жесткость, ниже которой поток частиц обрезан из-за магнитного экранирования Земли. Знание вариаций геомагнитных порогов (ΔR) в зависимости от параметров солнечного ветра и магнитосферы во время магнитных возмущений становится все более актуальным для безопасности космических аппаратов и их экипажей, а также для авиаперевозок. Однако результаты исследования зависимости ΔR от межпланетных параметров и геомагнитной активности противоречивы. Это может быть обусловлено тем обстоятельством, что интенсификация и распад токовых систем, которые контролируются поступлением в магнитосферу энергии солнечного ветра (СВ), происходят в различных режимах и на различных масштабах времени. Есть указания на то, что зависимость ΔR от параметров гелио- и геомагнитосферы может быть различной для разных этапов эволюции магнитной бури. Более того, в работах [1, 2] было найдено, что на разных фазах бури наблюдается не только разная зависимость ΔR от варьируемого аргумента – параметров геомагнитной активности, СВ и межпланетного магнитного поля (ММП), – но и от направления изменения аргумента. Траектории ΔR в зависимости от исследуемых параметров во время интенсификации бури не совпадали с траекториями на восстановительной фазе, что является признаком гистерезиса. Однако явления гистерезиса были обнаружены лишь для двух супербурь (в ноябре 2003 г. и в ноябре 2004 г.) [1, 2]. Поэтому наличие этого эффекта для других магнитных возмущений остается под вопросом.

Целью данного исследования был анализ изменения ΔR в зависимости от изменений параметров межпланетной среды и магнитосферы Земли на разных фазах возмущения 7–8 сентября 2017 г. Результаты такого анализа позволили исследовать возникающие эффекты гистерезиса.

Данные и методы

Вертикальные эффективные геомагнитные пороги $R_{эф}$ были получены методом траекторных расчетов в модельном магнитном поле возмущенной магнитосферы Цыганенко TS01 [3]. Изменения жесткости геомагнитного обрезания $\Delta R_{эф}$ определялись как разности между рассчитанными $R_{эф}$ 7–8 сентября 2017 г. и жесткостями в спокойный добуревой период 6 сентября.

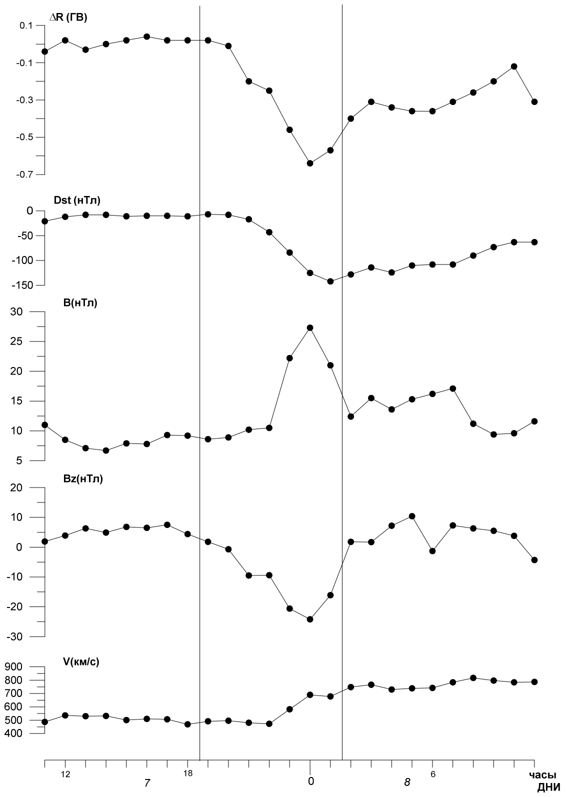


Рис. 1. $R_{эф}$ на ст. Москва и параметры Dst, B, Bz, V.

На рисунке 1 приведено поведение *Dst*-индекса геомагнитной активности*,* общего ММП *B,* южной компоненты ММП *Bz* и скорости СВ *V*. Во время исследуемого периода, как видно из рис. 1, *Dst*-вариация геомагнитного поля имеет минимум (максимум бури) 8.09 в 01:00 UT, когда

Dst = −142 нТ. Пик $\Delta R_{эф}$, *Bz* и *B* произошел на час раньше, в 0:00 UT. Напротив, скорость *V* достигла максимума позже – в 8.00 UT 8.09.

Эффекты гистерезиса

Для иллюстрации взаимосвязи между жесткостями обрезания и параметрами гелио- и магнитосферы на рис. 2 приведены диаграммы зависимости $\Delta R_{эф}$ от исследуемых параметров на ст. Москва. Фокус исследования

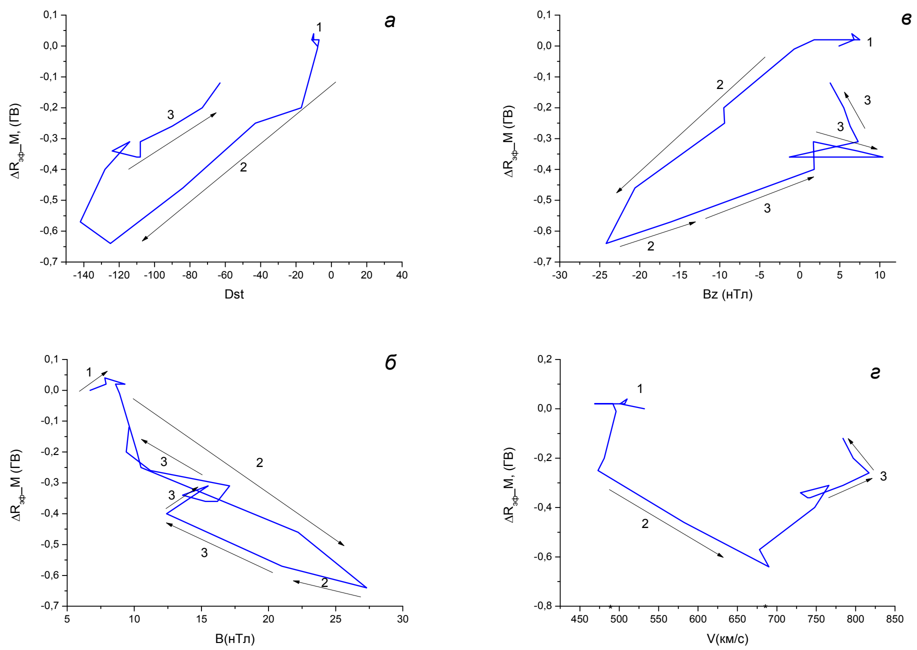


Рис. 2. Петли гистерезиса для зависимости $\Delta R_{эф}$ от параметров СВ, ММП и геомагнитной активности для фаз бури 7–8 ноября 2017 г.:
(1) – предварительная, (2) – главная, (3) – восстановительная.

был на разнице эффектов, получаемых на различных фазах бури. На рисунке стрелками отмечены зависимости $\Delta R_{эф}$ от *Dst, Bz, B* и *V* на начальной, главной и восстановительной фазах. Направление протекания процессов совпадает с направлением стрелки. Видно, что:

1. Фаза 2: $|Dst|$ растет, $|\Delta R_{эф}|$ растет. По мере развития бури (развитие кольцевого тока) с уменьшением *Dst* до –142 нТл происходит падение $\Delta R_{эф}$. Однако минимальное значение 0.65 ГВ достигается на час раньше, в 0:00 UT 7 сентября (рис. 1а). В этот же момент достигают максимума магнитные параметры *B,* и *Bz,* которые ведут себя аналогично *Dst* (рис. 1б, в).
2. Фаза 3: $|Dst|$ уменьшается, $|\Delta R_{эф}|$ уменьшается. С изменением направления аргумента *Dst*, т.е. с уменьшением отрицательного значения *Dst,* наблюдается рост $\Delta R_{эф}$. Аналогичная картина наблюдается для зависимости $\Delta R_{эф}$ от *B* и *Bz*.

3. Видно, что направление зависимостей $\Delta R_{эф}$ от *Dst, B* и *Bz* на фазах 2 и 3 (точнее, с момента 0:00UT 7.09) является противоположным. Однако траектория изменения значений $\Delta R_{эф}$ от *Dst, B* и *Bz* на восстановительной фазе не совпадает с траекторией на главной фазе: формируется петлеобразная кривая (рис. 2а, б, в), которая является признаком гистерезиса.
4. Для скорости солнечного ветра – динамического параметра СВ – такой гистерезисной петли не образуется (рис. 2г).

Заключение

Связь жесткости обрезания КЛ с магнитными и геомагнитными параметрами магнитосферы (*B, Bz* и *Dst)* зависит от направления их изменения. Траектория изменения $\Delta R_{эф}$ в зависимости от этих параметров во время развития магнитной бури 7–8 сентября 2017 г. в первом приближении антипараллельна траектории во время ее релаксации, но, тем не менее, траектории не совпадают. В результате возникает петлеобразная диаграмма – петля гистерезиса. Таких эффектов гистерезиса не обнаруживается для зависимости $\Delta R_{эф}$ от скорости солнечного ветра. Полученный гистерезис связан с тем фактом, что накопление энергии при развитии кольцевого тока на главной фазе бури и ее высвобождение на восстановительной фазе происходило не симметрично. Другие токовые системы, которые развиваются и затухают на разных временных масштабах, также могли вносить асимметричный вклад в процесс эволюции бури.

Литература

1. *Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И.* Корреляция жесткости обрезания космических лучей с параметрами гелиосферы и геомагнитной активности на разных фазах магнитной бури в ноябре 2004 г. // Геомагнетизм и Аэрономия. 2020. Т. 60, № 2, с. 281-292.
2. *Птицына Н.Г., Данилова О.А., Тясто М.И., Сдобнов В.Е.* Динамика жесткости обрезания космических лучей и параметров магнитосферы во время различных фаз бури 20 ноября 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. № 2, с. 160–171.
3. *Tsyganenko N.A.* A model of the near magnetosphere with a dawn-dusk asymmetry: 1. Mathematical structure // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. P. 1179.

РАЗВЕТВЛЕНИЕ ВЕКОВОГО СОЛНЕЧНОГО ЦИКЛА ГЛЕЙСБЕРГА КАК ПРОЯВЛЕНИЕ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ

Птицына Н.Г., Демина И.М.
Санкт-Петербургский филиал ИЗМИРАН, Санкт-Петербург, Россия

BRANCHING OF THE SECULAR GLEISSBERG SOLAR CYCLE AS A MANIFESTATION OF FREQUENCY MODULATION

Ptitsyna N.G., Demina I.M.
St-Petersburg Filial of IZMIRAN, St. Petersburg, Russia

Among the cyclicities of solar activity with a period of more than 22 years, a secular Gleissberg cycle is the most famous. This cycle is the only one that can be directly related to the formation of sunspots. Methods of Fourier and wavelet analysis were used to study cyclicity of solar activity expressed by the number of sunspots SN, reconstructed from cosmogenic isotopes (from ~ 9400 before AD) in the range of Gleissberg cycle periods. It was found that the Gleissberg cycle consists of three distinguished branches: ~60, ~88 and ~140 years. Periods and amplitudes of such a three-frequency structure change over time, sometimes degenerating into a two-frequency pattern. 88-year cycle is the main one, which source is the solar dynamo. Additional 60 and 140-year cycles are the result of frequency modulation of the main cycle. The modulating cycle with a period of ~200 years is most likely of an extrasolar origin.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-221-224

1. Введение

Среди цикличностей солнечной активности СА с периодом более 22 лет вековой цикл, так называемый цикл Глейсберга, (иногда 88-летний цикл) привлекает наибольшее внимание исследователей, так как он единственный может быть прямо связан с формированием солнечных пятен. Несмотря на большое количество работ, многие черты цикла Глейсберга остаются неясными. Некоторые его характеристики, полученные разными методами из разных рядов данных, не согласовываются между собой. Считается, что он состоит из различных вариаций в широком диапазоне периодов от 50 до 150 лет [1]. Авторы [1] идентифицировали двухчастотную структуру с периодом 60–80 лет и 90–160 лет. В работе [2] найдено наличие трех циклов в диапазоне цикла Глейсберга, с упором на 60-летнюю составляющую, которая преобладает в спектрах 17–19 вв. В работе [3] утверждается наличие только одного колебания, которое меняет свой период в широких пределах.

Цель нашей работы – подробно рассмотреть существование и стабильность вариаций СА в диапазоне периодов цикла Глейсберга. Для этого мы проанализировали спектральный свойства временного ряда числа солнечных пятен *SN*, реконструированных на основе ^{14}C за 11400 лет [4]. Для анализа использовались классический метод Фурье анализа и вейвлет преобразование с базовой функцией Морли.

2. Результаты вейвлет анализа

Для ряда *SN* были вычислены вейвлет коэффициенты в диапазоне периодов от 30 до 300 лет. Эти коэффициенты вместе с временными вариациями *SN* представлены на рис. 1.

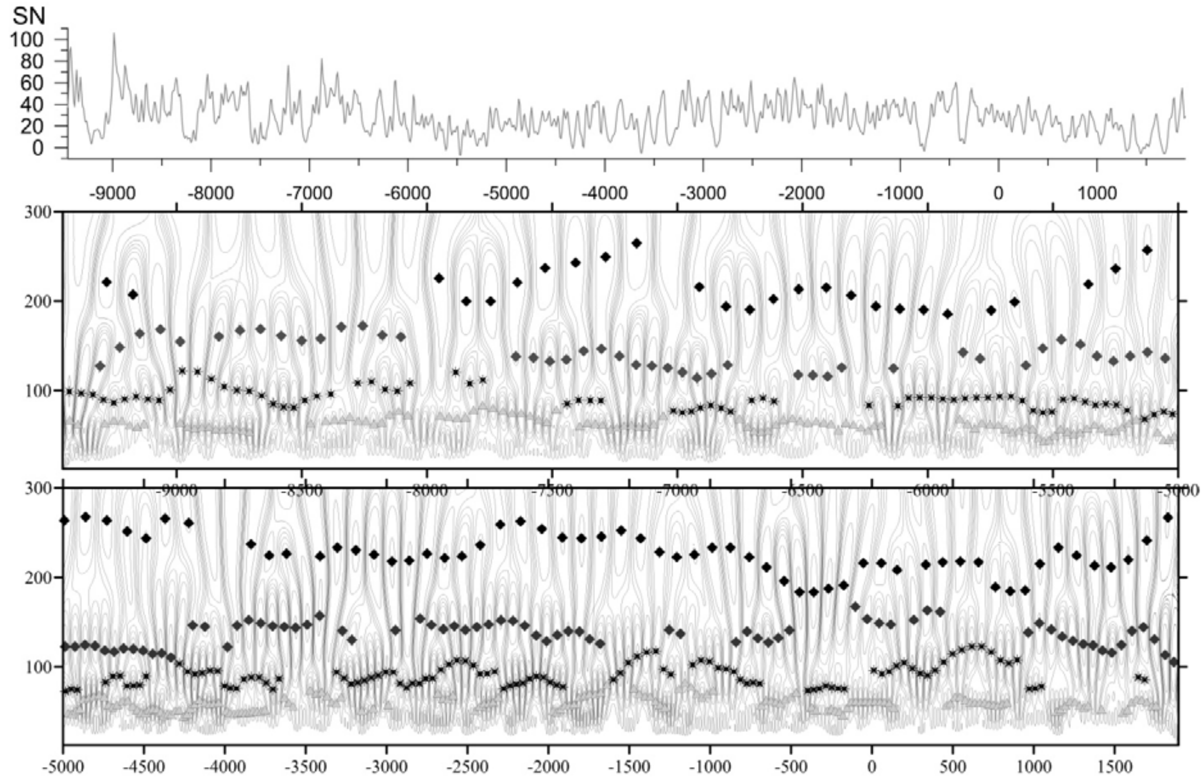


Рис. 1. Временной ряд *SN* (верхняя панель) и результат вейвлет анализа. Символами отмечены локальные максимумы.

На рисунке 1 отчетливо проявляются три ветви цикла Глейсберга с периодами около 60 (45–80), 90 (80–110) и 140 (120–160) лет. На рис. 1 видно, что наличие трехчастотной структуры носит устойчивый характер и стабильно прослеживается на большей части промежутка длиной ~12000 лет. Особенно четко три ветви наблюдаются с -9400 до -8100 г. до н.э., -6100 -3500, и от 0 до 1000 лет н.э. Однако есть более короткие промежутки времени, когда такая трехчастотная структура замещается двухчастотной. При этом в спектре присутствуют только основная ветвь 88 лет и одна из ветвей с периодом 60 или 140 лет. Начиная с 1000 г. н.э., преобладает двухчастотная структура, в которой отсутствует основная частота (88 лет), а доминируют две сопутствующие гармоники, 60 и 140 лет. Отсутствие 88-летней волны в современных данных отмечалось многими авторами. Следует отметить наличие цикла Зюсса с периодом ~200 (180–260) лет.

Видно, что периоды всех выделенных вариаций меняются со временем. Кроме того, наш анализ показал также изменение со временем и амплитуд.

3. Три ветви цикла Глейсберга как результат частотной модуляции

В работе [5] было высказано предположение о модуляции цикла Глейсберга в СА в 1000–1700 гг. длинноволновыми процессами, в частности циклом Зюсса (200 лет). Для проверки этого проведены модельные расчеты. В качестве одной из таких моделей мы рассмотрели сигнал, представляющий собой комбинацию двух гармонические колебаний, где основное колебание с периодом 88 лет модулируются сигналом с периодом 224 года. Для двух гармонических сигналов с периодами ω_1 (основной) и ω_2 (модулирующий) результат модуляции представляется формулой:

$$F(t) = A_1 sin(\omega_1 t + K1cos(\omega_2 t + \varphi_2) + \varphi_1),$$

где φ_1 и φ_2 – фазы сигналов, а K_1 – коэффициент, определяющий степень влияния модулятора на основной сигнал.

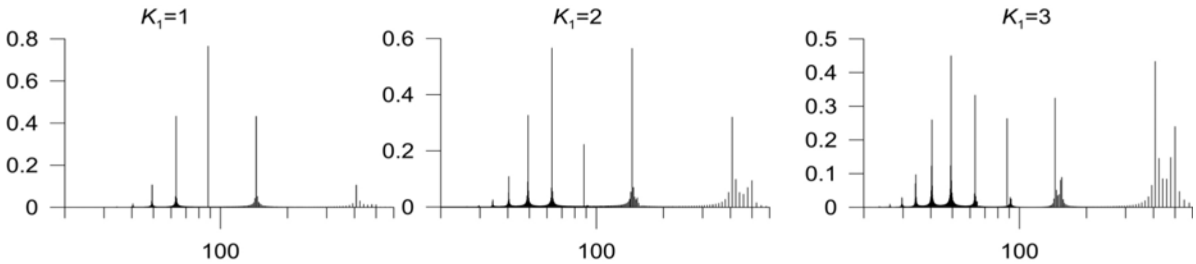


Рис. 2. Фурье-спектр модели при разных параметрах модуляции.

Спектр Фурье такого сигнала приведен на рис. 2. Видно, что в спектрах частотно-модулированного сигнала вместо исходной 88-летней моды в диапазоне периодов цикла Глейсберга присутствует триплет: 88 лет и две гармоники с периодом 63.2 и 144 года. С ростом K_1 амплитуда боковых ветвей растет. Проявление в спектре отдельных ветвей цикла зависит от соотношения параметров несущего и модулирующего сигнала. В нашем случае амплитуда последнего меняется со временем, и в результате в одни исторические могут наблюдаться все три ветви цикла Глейсберга, а в иные эпохи могут быть заметны только две ветви. Полученный результат естественным образом объясняет тот факт, что в разных работах обнаруживались либо две, либо три ветви в цикле Глейсберга, а также расхождения в длинах периодов.

Таким образом, имеется основная вариация с периодом ~88 лет и две сопутствующие, получающиеся за счет модуляции. Причем основной период, как предполагается в многочисленных работах, генерируется солнечным динамо, а две сопутствующие гармоники получаются за счет внешнего ~200-летнего модулятора, который, скорее всего, имеет внесолнечное происхождение. Это следует из того, что по законам частотной модуляции, чтобы оказать модулирующее влияние на несущий сигнал, обычно необходимо приложить к нему внешнее усилие.

4. Заключение

Анализ показал, что цикл Глейсберга характеризуется трехчастотной структурой со средними периодами ~60, ~88 и ~140 лет, которые меняются со временем. Такая структура является результатом взаимодействия основной 88-летней моды цикла Глейсберга солнечного происхождения и модулятора внесолнечного происхождения с периодом 224 года. Построена модель частотно-модулированного гармонического осциллятора, которая подтверждает полученные результаты. Получено, что на разных временных отрезках могут наблюдаться либо все три моды Глейсберга, либо только две. Этим фактом объясняется разногласие в оценках периодов цикла Глейсберга разными авторами, в частности преобладания в 18–19 вв. моды в 60 лет и практически отсутствии в современных данных 88-летнего цикла.

Литература

1. *Ogurtsov M.G., Nagovitsyn Yu.A., Kocharov G.E., Jungner H.* Long-period cycles of the sun's activity recorded in direct solar data and proxies // Solar Phys. 2002. V. 211. P. 371–394.
2. *Komitov B., Sello S., Duchlev P., et al.* Sub- and Quasi-Centurial Cycles in Solar and Geomagnetic Activity Data Series // Bulgar. Astron. J. 2016. V. 25, P. 78–103.
3. *Kolla´th Z. and Ola´h K.* Multiple and changing cycles of active stars I. Methods of analysis and application to the solar cycles // Astron and Astrophys. Manuscript no. 11303 c. ESO 2009. arXiv:0904.1747 [astro-ph.SR]. doi: 10.1051/0004-6361/200811304. 2009.
4. *Solanki S.K., Usoskin I.G., Kromer B., et al.* Unusual activity of the Sun during recent decades compared to the previous 11,000 years // Nature. 2004. V. 431. P. 1084–1087.
5. *Птицына Н.Г., Демина И.М.* Цикличность солнечной активности, реконструированной из статистики полярных сияний с учетом вклада главного магнитного поля Земли, 1000–2000 гг. // Геомагнетизм и аэрономия. 2021. Т. 61. № 3. с. 295–308.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРОЖДЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПЯТЕН НА ФОТОСФЕРНОМ УРОВНЕ СОЛНЦА

Романов Д.В.[1], Романов К.В.[1], Романов В.А.[2], Степанов Е.А.[2], Майоров А.О.[2]

[1]Красноярский государственный педагогический университет им. В.П. Астафьева, Красноярск, Россия

[2]Саратовский национальный исследовательский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского, Саратов, Россия

MATHEMATICAL MODELING OF THE GENERATION OF SUN-SPOTS AT THE PHOTOSPHERIC LEVEL OF THE SUN

Romanov D.V.[1], Romanov K.V.[1], Romanov V.A.[2], Stepanov E.A.[2], Mayorov A.O.[2]

[1]Krasnoyarsk State Pedagogical University named after V.P. Astafieva, Krasnoyarsk, Russia

[2]Saratov National Research State University N.G. Chernyshevsky, Saratov, Russia

This paper investigates the process of adiabatic cooling of a magnetic tube as it floats up from the middle layers of the convective zone to the photospheric level. A sharp decrease in temperature and magnetic pressure in the tube was obtained at depths near the photospheric level. The values of the MHD-parameters in the tube are close to the parameters of standard sunspots.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-225-228

1. Введение

В солнечных пятнах реализуется выход сильных магнитных полей из верхних слоёв конвективной зоны в атмосферу Солнца [1]. Структура расположения солнечных пятен на фотосферном уровне фактически определяет пространственную структуру всей активной области в пределах солнечной атмосферы [2]. Визуальная регистрация расположения солнечных пятен производится по эффекту резкого падения температуры газа в пятнах (~4000 K) по сравнению с температурой окружающего газа (~6000 K). Феномен резкого понижения температуры газа в области тени пятна детально не изучен вплоть до настоящего времени. В монографии Паркера [3] имеется указание на реализацию охлаждения газа в пятнах за счёт протекания нелинейных МГД-процессов при всплывании сильных магнитных полей из конвективной зоны в атмосферу Солнца.

В настоящей работе исследуется процесс адиабатического охлаждения тонкой магнитной трубки, всплывающей из средних слоёв конвективной зоны к фотосферному уровню. Начальные значения МГД-параметров определяются развитием неустойчивости Паркера в длинноволновой части спектра глобальных колебаний магнитных полей (волновое число $m = 10$, $\lambda = 400000$ км – характерный размер активной области). Результаты расчётов обнаруживаю резкий рост нелинейности МГД-процессов при выходе трубки к фотосферному уровню, несомненно, важных для анализа зарождения солнечных пятен.

2. Результаты расчётов

В начальный момент времени магнитная трубка замкнута в кольцо в экваториальной плоскости Солнца. В положении равновесия выталкивающая сила Архимеда уравновешивается силой натяжения магнитного поля. Вблизи положения равновесия реализуются два типа линейных колебаний магнитной трубки: быстрые (изгибные) альфвеновские волны, и медленные (варикозные) колебания с протечкой газа вдоль трубки (рис. 1а).

Волновым числом называется число стоячих волн, укладывающихся по периметру трубки. В гравитационном поле Солнца наименее устойчивы варикозные (медленные) моды колебаний. При достаточно малых напряжённостях магнитного поля области сгущения газа проваливаются вниз, тонут (рис. 1а). Легкие участки остаются наверху. Газ из этих участков стекает вниз под действием силы тяжести, и лёгкие участки, теряя массу, под действием выталкивающей силы Архимеда с ускорением всплывают к фотосферному уровню. Так развивается неустойчивость Паркера для медленных мод колебаний магнитной трубки [3].

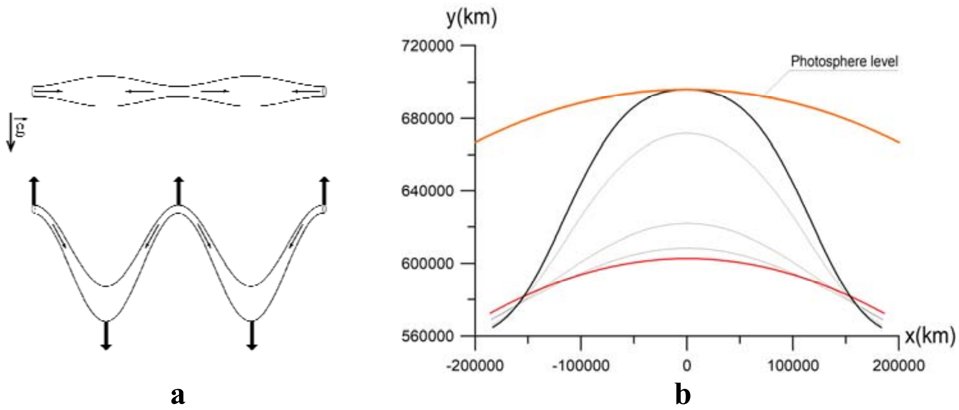
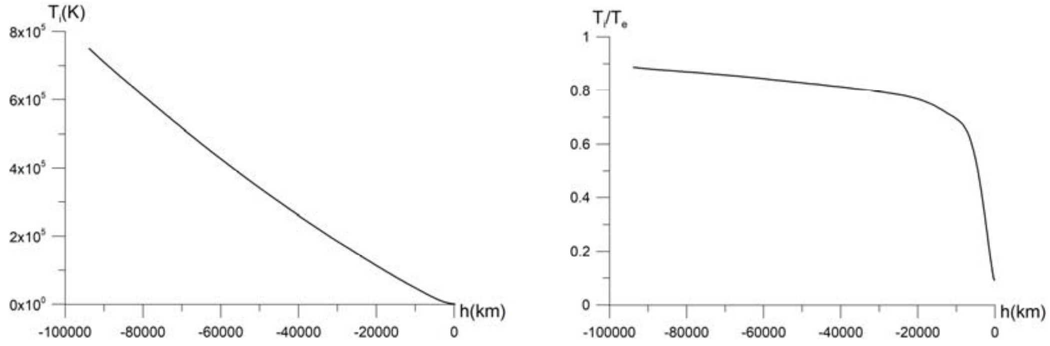


Рис. 1. Нелинейная фаза развития неустойчивости Паркера (а) для m = 10 (b).

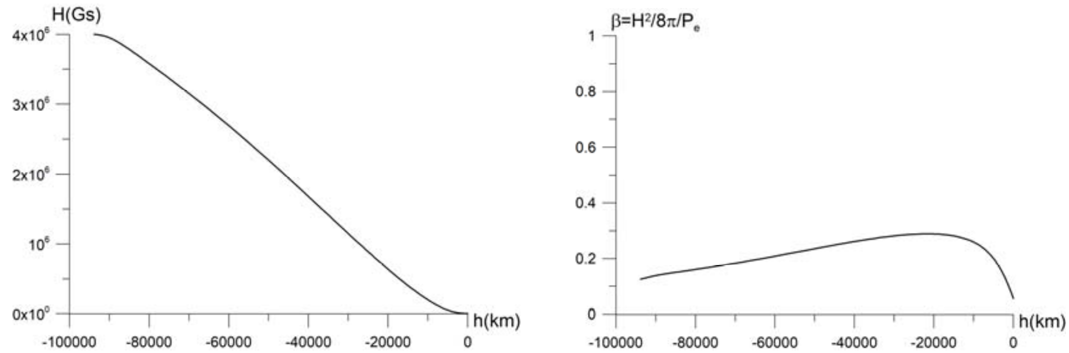
При работе с конкретной моделью внутреннего строения Солнца [4] для выбранной длины волны (волнового числа m) начальное развитие неустойчивости Паркера определяется только одним свободным МГД-параметром. На рис. 1b представлено развитие неустойчивости Паркера для $m = 10$ и начальной напряжённости магнитного поля $H_0 = 4{\cdot}10^6$ Гс. Остальные параметры развития неустойчивости Паркера однозначно определяются по модели внутреннего строения [4]: глубина развития неустойчивости равна 938000 км ниже фотосферного уровня, начальная температура газа в трубке $T_i = 757000$ K. Однозначно определяются все остальные термодинамические параметры газа. Как следствие однозначно определяются также все МГД-параметры трубки (МГД-параметры формирующихся солнечных пятен) при всплытии на фотосферный уровень.



a b

Рис. 2. Температура газа в трубке (а), отношение температур газа внутри и снаружи трубки в зависимости от глубины

На рис. 2 представлено изменение температуры газа в верхней точке всплывающей арочной магнитной структуры при подъёме до фотосферного уровня. Температура газа внутри трубки плавно уменьшается от начального значения 757000 К до 600 К на фотосферном уровне. При подъёме на всех глубинах конвективной зоны температура газа в трубке близка к температуре окружающей среды (отношение температур близко к единице) (рис. 2b). На глубинах меньших 10^4 км от фотосферного уровня температура газа внутри трубки резко понижается по отношению к температуре окружающего газа.

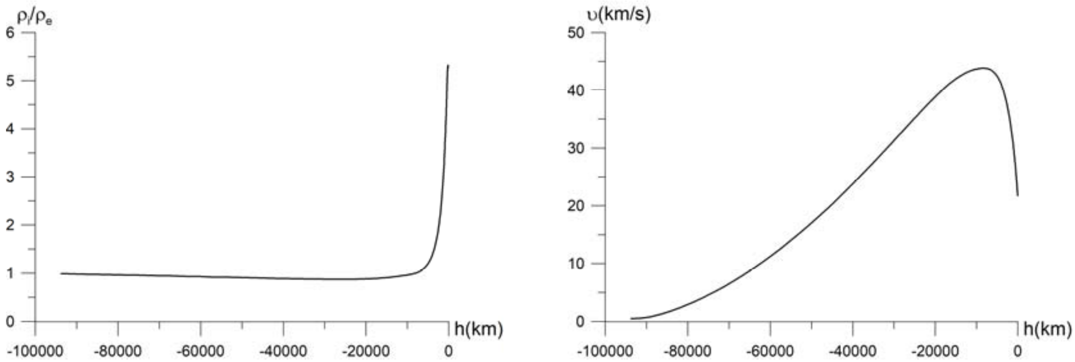


a b

Рис. 3. Напряженность магнитного поля (а), отношение магнитного давления в трубке к давлению окружающего газа в зависимости от глубины

Аналогично ведёт себя напряжённость магнитного поля при подъёме трубки (рис. 3). Напряжённость поля в верхней точке арочной магнитной структуры плавно понижается от начального значения $H_0 = 4{\cdot}10^6$ Гс до 326 Гс на фотосферном уровне. Отношение магнитного давления в трубке к давлению окружающего газа стабильно держится в диапазоне 0,1÷0,2 на всех глубинах. Начиная с глубины 10^4 км, давление магнитного поля резко понижается по отношению к давлению окружающего газа.

Феномен аномального поведения МГД-параметров трубки вблизи фотосферного уровня регистрируется также по изменению плотности газа в трубке по сравнению с плотностью окружающей среды. Плотность газа внутри и снаружи трубки практически совпадают на всех стадиях подъёма (рис. 4а). И только вблизи фотосферного уровня плотность газа в трубке резко нарастает по сравнению с плотностью окружающего газа.



a **b**

Рис. 4. Отношение плотностей газа внутри и снаружи трубки (а), скорость подъема магнитной трубки в зависимости от глубины

Резкий рост плотности газа связан с падением скорости подъёма магнитного поля в верхних слоях конвективной зоны. Начиная с глубин, меньших 10^4 км, поток резко тормозится и уплотняется (рис. 4б). Возникает нелинейный процесс: торможение потока приводит к росту плотности газа, а рост плотности приводит к ещё большему торможению трубки.

Заключение

Главный результат настоящей работы: развитие неустойчивости Паркера в длинноволновой части спектра глобальных колебаний магнитных полей (волновое число $m \leq 10$) обеспечивает всплывание магнитного потока к фотосферному уровню со значениями МГД-параметров, близкими к величинам, измеряемым в солнечных пятнах.

Вблизи фотосферного уровня резко уменьшается скорость подъёма магнитного поля, вследствие чего нелинейно растёт плотность газа. Нелинейно понижается температура газа и напряжённость магнитного поля. В результате образуется пробка холодного газа с пониженным магнитным давлением в области тени зарождающегося солнечного пятна. Эти результаты соответствуют данным наблюдений [1] и разработанным теоретическим моделям по строению солнечных пятен других авторов [2].

Литература

1. *Брей Р., Лоухед Р.* Солнечные пятна. – М.: Мир. – 1967. 383 с.
2. *Обридко В.Н.* Солнечные пятна и комплексы активности. – М.: Мир. – 1985. 255 с.
3. *Паркер Е.М.* Космические магнитные поля. Их образование и проявления – М.: Мир. Т. 1. – 1982. 608 с.
4. *Christensen-Dalsgaard J., Dappen W., Ajukov S.V., et al.* The current state of Solar modeling // Science. 1996. V. 272. P. 1286.

КАТАЛОГ МАГНИТНЫХ БУРЬ ДЛЯ ДАННЫХ МОНИТОРИНГА ПОТОКОВ РАДИОИСТОЧНИКОВ НА РТ УРАН-4 РИ НАНУ В ЗОНЕ ОДЕССКОЙ МАГНИТНОЙ АНОМАЛИИ

Рябов М.И.[1], Собитняк Л.И.[1], Орлюк М.И.[2], Сухарев А.Л.[1], Романец А.О.[2], Сумарук Ю.П.[2], Пилипенко А.А.[1]

[1]Одесская обсерватория «УРАН-4» Радиоастрономического института НАНУ, Одесса, Украина

[2]Институт геофизики имени С.И. Субботина НАНУ, Киев, Украина

THE MAGNETIC STORMS CATALOG FOR MONITORING DATA OF RADIO SOURCES FLUXES AT RT URAN-4, IN THE ZONE OF THE ODESSA MAGNETIC ANOMALY

Ryabov M.I.[1], Sobitnyak L.I.[1], Orlyuk M.I.[2], Sukharev A.L.[1], Romenets A.O.[2], Sumaruk Yu.P.[2], Pilipenko A.A.[1]

[1]URAN-4 Observatory, Radio-astronomical institute of NAN of Ukraine, Odessa, Ukraine

[2]Institute of Geophysics by S.I. Subbotin name NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine

On magnetic observatory "Odessa" of the Institute of Geophysics of the National Academy of Sciences of Ukraine since 1948 measurements of a magnetic field of Earth. At the same time, measurements of three elements of a magnetic field: horizontal component (H), vertical component (Z) and inclination (D). Based on the measurement data of the magnetic observatory, a digital catalog of magnetic storms was compiled for the period of measurement of the fluxes of powerful space radio sources carried out on the URAN-4 radio telescope. The catalog was compiled for possible changes in the fluxes of cosmic radio sources, according to observations at the URAN-4 radio telescope. For magnetic storms of the period 1987-1995, 2000-2009, the date and time of the beginning and end of the magnetic storm, the duration of the magnetic storm, the amplitude of the three elements of the magnetic field: H, Z, D, and the characteristic of the type of magnetic storm are indicated.

The magnetic station "Odessa" is located near a zone of a magnetic anomaly. For identification of reaction in the nature of the geomagnetic activity arising owing to existence of a magnetic anomaly comparison of geomagnetic disturbances at Odessa and Moscow (IZMIRAN) was carried out. The comparison shows that the total annual duration there are more magnetic storms in Odessa than in Moscow. This demonstrates the special role of the magnetic anomaly in the development of geomagnetic disturbances.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-229-232

Введение

Магнитная обсерватория «Одесса» была основана Новороссийским Императорским Университетом на территории ботанического сада, в начале XX века. В 1936 году Одесский Государственный Университет перевел его в село Степановка (вблизи Одессы). После Второй мировой войны станция стала принадлежать Институту геофизики. С 1948 по 2010 годы в «Одесской» магнитной обсерватории проводились аналоговые измерения магнитного поля Земли. При этом регистрировались данные трех элементов магнитного поля: горизонтальной составляющей (H), вертикальной составляющей (Z) и наклона (D) на основании которых представлялись данные о магнитных бурях в табличной форме [1].

На основании данных магнитной обсерватории «Одесса» составлен цифровой каталог магнитных бурь. В этом выпуске каталога магнитных бурь за 1987–1995 и 2000–2009 годы указаны: дата и время начала и окончания магнитной бури, указана длительность магнитной бури, амплитуда трех элементов магнитного поля: H, Z, D, характеристика магнитных бурь. Каталог был составлен для выявления причин изменения уровня потока космических радиоисточников, по данным наблюдений на радиотелескопе УРАН-4 в Одесской обсерватории Радиоастрономического Института Национальной академии наук Украины, которые проводятся с 1987 года.

Данные об изменении потоков мощных радиоисточников в периоды экстремальных состояний солнечной активности представлены в работе [3]. Также в этой работе приведены результаты расчёта моделей множественного корреляционного анализа, что демонстрирует зависимость изменений потока радиоисточников от основных показателей, характеризующих состояние космической погоды. Данные наблюдений магнитной обсерватории «Одесса», за период январь-февраль 2003 года, представлены в таблице. Общее количество малых, умеренных, сильных и экстремальных магнитных бурь за весь период отображено на рисунке 1. Полное содержание каталога представлено в работе [2].

Таблица. Цифровой каталог магнитных бурь и их характеристики.

Начало		Конец		Длительность, h	Амплитуда			Класс вспышки	Активные периоды				Комментарий
									Начало		Конец		
Дата	UT	Дата	UT		H	D	Z		Дата	UT	Дата	UT	
03.01.2003	12:00	04.01.2003	0:00	36	95	94	36	Мг					Малая буря с постепенным началом
18.01.2003	6:00	20.01.2003	6:00	48	105	64	39	М					Малая буря с постепенным началом
20.01.2003	10:00	23.01.2003	4:00	66	98	68	38	М					Малая буря с постепенным началом
29.01.2003	9:00	30.01.2003	20:00	35	116	124	42	У					Умеренная буря с постепенным началом
01.02.2003	15:00	05.02.2003	3:00	84	176	145	82	У	01.02.2003	18:00	03.02.2003	2:00	Умеренная буря с постепенным началом
									03.02.2003	12:00	04.02.2003	12:00	
08.02.2003	7:00	09.02.2003	3:00	20	75	70	26	М					Малая буря с постепенным началом
12.02.2003	8:00	13.02.2003	1:00	17	83	74	26	М					Малая буря с постепенным началом
13.02.2003	21:00	15.02.2003	21:00	48	80	105	35	М	14.02.2003	9:00	15.02.2003	18:00	Малая буря с постепенным началом

16.02.2003	6:00	17.02.2003	2:00	20	86	62	32	М					Малая буря с постепенным началом
26.02.2003	6:00	28.02.2003	1:00	43	106	114	48	У					Умеренная буря с постепенным началом
28.02.2003	6:00	01.03.2003	3:00	21	93	85	42	М					Малая буря с постепенным началом

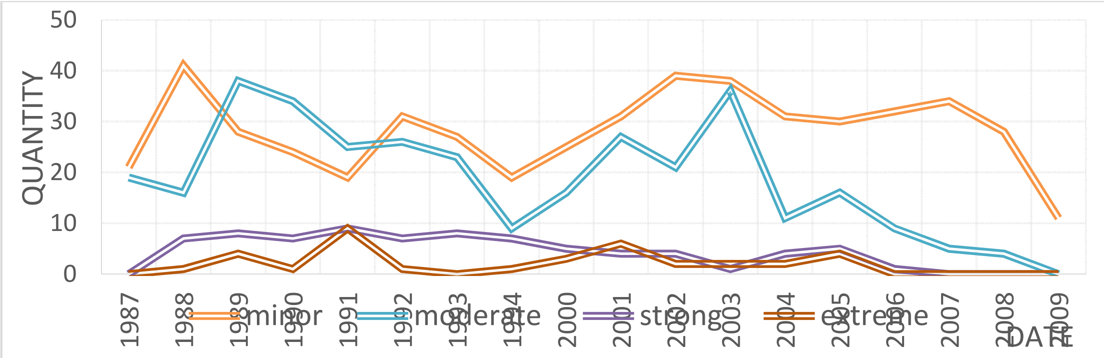


Рис. 1. Графическое представление количества магнитных бурь в каталоге.

Зона магнитной аномалии

Магнитная обсерватория «Одесса» расположена вблизи крупной региональной магнитной аномалии. Поскольку купол геомагнитного поля простирается на высоты около 90 км, в ионосферный слой, где происходит формирование вариационной (быстропеременной) составляющей геомагнитного поля, то региональные магнитные аномалии могут влиять на проявление переменности геомагнитного поля. При обработке длительных, многолетних данных наблюдений выявлено влияние магнитной аномалии на геомагнитную активность Земли.

Проведено сравнение характеристик магнитных бурь по данным магнитных обсерваторий «Одесса» и «Москва». Общая продолжительность всех магнитных бурь в течение года в Одессе больше, чем в Москве (рис. 2).

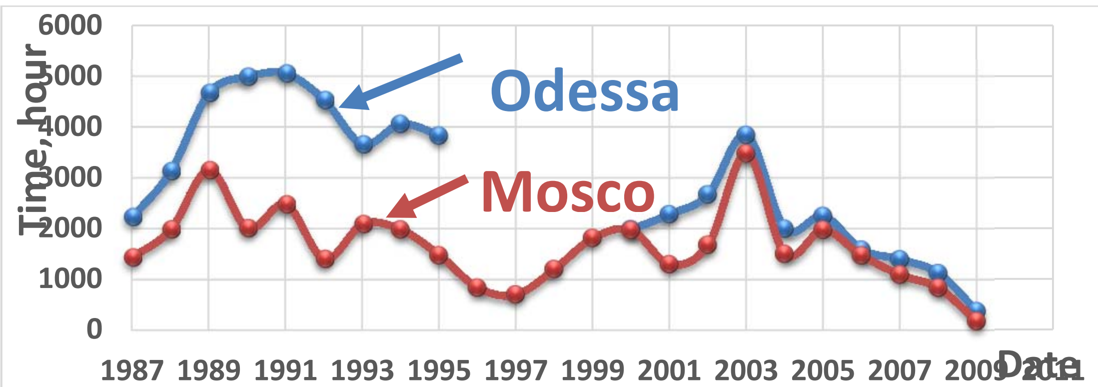


Рис. 2. Годовая продолжительность магнитных бурь,
по данным магнитных обсерваторий «Одесса» и «Москва».

Выводы

1. На основании данных магнитной обсерватории «Одесса» составлен каталог магнитных бурь. В этом выпуске каталога за 1987–1994 и 2000–2009 годы указаны: дата и время начала и конца магнитной бури, длительность магнитной бури, амплитуда трех элементов магнитного поля: H, Z, D, характеристика магнитной бури.

2. Суммарная годовая продолжительность магнитных бурь в зоне Одесской магнитной аномалии больше чем на более высоких геомагнитных широтах (Москва, ИЗМИРАН).

3. Планируется завершение работы над созданием полного цифрового каталога магнитных бурь по магнитной станции «Одесса» за весь период мониторинга космических радиоисточников на РТ УРАН-4 с целью выявления проявлений геомагнитной активности на состояние ионосферы.

4. Эти исследования будут дополнены сравнительным анализом проявления магнитных бурь в зоне магнитной аномалии в Одессе и данными других магнитных обсерваторий.

Литература

1. *Orliuk Mykhailo, Sumaruk Yuri, Sumaruk Taras, et al.* Geomagnetic observatories of the Ukraine: equipment, measurement practice and data interpretation. The IAGA11th Scientific Assembly in Sopron, Hungary. – 2009, http://www.iaga2009sopron.hu/abstracts/
2. *Sobitnyak L.I., M.I. Ryabov, A.L. Sukharev, et al.* The catalog of magnetic storms for Odessa magnetic anomaly zone // Odessa Astronomical Publications, 2018, Vol. 31, P. 163-166
3. *Sobitniak L.I., M.I. Ryabov, A.L. Sukharev, S.K. Panishko.* Structure of variability indexes of cosmic weather as applied to data monitoring of fluxes of radio sources at the “URAN-4” radio telescope // Radio physics and radio astronomy, 2017, Vol. 22, No. 4, P. 294
4. *Ryabov M.I., A.L. Sukharev, M.I. Orlyuk, et al.* Comparative analysis of geomagnetic disturbances in the Odessa magnetic anomaly area in the 24th solar activity cycle // radio physics and radio astronomy, 2019, Vol. 24, No. 1, P. 68
5. *Sukharev A.L., M.I. Orlyuk, M.I. Ryabov, A.A. Romenets.* On the First Results of Measurements of Geomagnetic Short-Period Field Variations in the Odesa Magnetic Anomaly Zone with a Second-Long Resolution // radio physics and radio astronomy, 2018, Vol. 23, No. 2, P. 116

КОСМИЧЕСКАЯ «ДУГА СТРУВЕ» КАК ИНДИКАТОР ПРОЯВЛЕНИЙ СОЛНЕЧНОЙ И ГЕОМАГНИТНОЙ АКТИВНОСТИ

Рябов М.И.[1,2], Сухарев А.Л.[1,2], Орлюк М.И.[3] , Безруков В.[2], Галанин В.В.[1], Ивантишин О.Л.[4], Собитняк Л.И.[1], Комендант В.Г.[1]

[1]Одесская обсерватория «УРАН-4» Радиоастрономического института НАНУ, Одесса, Украина
[2]Вентспилский Международный Радиоастрономический Центр, Вентспилс, Латвия
[3]Институт геофизики имени С.И. Субботина НАНУ, Киев, Украина
[4]Львовский Физико-механический институт НАНУ, Львов, Украина

COSMIC "STRUVE ARC" AS INDICATOR OF THE MANIFESTATION OF SOLAR AND GEOMAGNETIC ACTIVITY

Ryabov M.I.[1,2], Sukharev A.L.[1,2], Orlyuk M.I.[3], Bezrukovs V.[2], Galanin V.V.[1], Ivantyshyshin O.L.[4], Sobitnyak L.I.[1], Komevdant V.G.[1]

[1]URAN-4 Observatory, Radio-astronomical institute of NAN of Ukraine, Odesa, Ukraine
[2]Ventspils International Radio Astronomy Center, Ventspils, Latviya
[3]Institute of Geophysics by S.I. Subbotin name NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine
[4]Karpenko Physico-Mechanical Institute of the NAS of Ukraine, Lvov, Ukraine

Struve's geodetic arc was famous project in past, related to study shape of the Earth. This is example of great cooperation between scientific teams of many countries, from Norway, Finland, Baltic countries to Ukraine, Moldova. From point of view of modern research, it is interest to study response Latvian-Ukrainian element of Struve Arc, to solar activity and tidal phenomena in the Earth's upper atmosphere, based on results of simultaneous radio astronomy and geomagnetic observations. Importance and relevance of this topic is especially in era of possible climatic variations in mid-latitude region and appearance of extreme solar activity in 25th cycle. In proposed project, planned to use Ukrainian low-frequency antenna arrays for joint study of ionospheric response (ionospheric scintillations and seasonal diurnal, as well as tidal effects in mid-latitude ionosphere) with low-frequency antenna LOFAR-Latvia. Special feature, will be placement precision fluxgate magnetometer on territory of Ventspils Radio Astronomy Centre, to register short-periodic geomagnetic variations caused by ionospheric currents.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-233-236

Введение

Представлен латвийско-украинский проект «Космическая «ДУГА СТРУВЕ» как индикатор проявлений солнечной и геомагнитной активности». Вдохновляющим примером для его организации стал проект **Геодезическая дуга Струве** – созданный для исследования формы Земли, ее параметров и размера. По программе проекта было установлено 265 триангуляционных пунктов, протянувшихся более чем на 2820 километров от Норвегии через Швецию, Финляндию, Россию, Эстонию, Латвию, Литву, Беларусь, Молдову и Украину до побережья Черного Моря. Измерения по проекту «Геодезическая дуга Струве» проводились под руководством директора Пулковской обсерватории и Дерптской обсерватории Фридриха Георга Вильгельма Струве в течение 40 лет, с 1816 до 1855 гг. Результатом совместного сотрудничества Вентспилского Международного Радиоастрономического Центра в Латвии (VIRAC) и Радиоастрономического института НАНУ (RI NANU) в Украине вдоль «Дуги Струве» сложился ансамбль совместных исследований на радиотелескопах РТ-32, РТ-16 (сантиметровый диапазон), LOFAR VIRAC (декаметровый и метровый диапазон) и радиотелескопов «Уран-4» RI NANU (декаметровый диапазон). Латвийская часть Дуги Струве находится в области высоких широт, а украинская часть в области средних широт. Кроме того, вдоль Дуги Струве располагаются Одесская, Львовская и Рижская магнитные аномалии, что формирует особый характер отклика на проявления солнечной и геомагнитной активности в этих областях. В рамках проекта радиоастрономические наблюдения будут дополнены данными измерений магнитных обсерваторий Института геофизики НАНУ в Одессе, Киеве и Львове.

Результаты исследований

На радиотелескопе «УРАН-4», начиная с момента ввода его в эксплуатацию в 1987 году, проводится программа мониторинговых исследований вариаций потоков мощных внегалактических радиоисточников (радиогалактик Cyg A и Vir A, остатков вспышек сверхновых Cas A и Tau A). По каждому источнику записывается 6–7 сканов прохождения через диаграмму направленности, обеспечивая тем самым круглосуточную регистрацию изменений состояния ионосферы и самих радиоисточников [1–2]. Основными измеряемыми параметрами являются регистрация состояния мерцаний и изменений потоков радиоисточников. В результате получены данные о сезонно-суточных эффектах, изменений потоков с циклом солнечной активности [3–4], проявлении мерцаний при наблюдениях сквозь лунную приливную волну в ионосфере [5]. Радиотелескоп «Уран-4» расположен рядом с Одесской магнитной аномалией. Недалеко от нее в с. Степановка находится магнитная обсерватория «Одесса» Института геофизики НАНУ. По данным каталога магнитных бурь периода мониторинга вариаций потоков космических радиоисточников на РТ «УРАН-4» с 1987 по 2009 гг. было выявлено, что суммарная годовая продолжительность магнитных бурь в зоне магнитной аномалии Одессы показала большую их продолжительность по сравнению с данными магнитной обсерватории ИЗМИРАН [6]. Последующий цикл измерений, проведенный Одесской обсерваторией «УРАН-4» РИ НАНУ совместно с Институтом геофизики НАНУ непосредственно в зоне магнитной аномалии показали в периоды магнитных бурь наличие короткопериодических вариаций, заметно отличающихся от измерений на магнитной обсерватории в Киеве [7–8]. Институт геофизики НАНУ располагает сетью магнитных обсерваторий в Киеве, Одессе и

Львове, позволяющих выявлять особенности проявлений геомагнитной активности в зоне магнитных аномалий в Одессе и Львове и зоне регулярного магнитного поля в Киеве. Дополнением к этим измерениям станет проведение наблюдений по согласованной программе на декаметровом радиотелескопе «УРАН-3» Львовского физико-механического института НАНУ. Применение комплекса радиотелескопов Международного Вентспилского Радиоастрономического Центра, включающих РТ-32 и РТ-16 сантиметрового диапазона вместе с радиотелескопом системы LOFAR декаметрового и метрового диапазонов, позволит организовать выявление эффектов проявления космической погоды на более высоких широтах. В период выполнения проекта на радиоастрономической обсерватории в Ирбене, где располагаются радиотелескопы, Институтом геофизики НАНУ будет организована работа магнитометра с ежесекундной регистрацией данных вариаций геомагнитного поля. Подобные исследования в Латвии в настоящее время не проводятся.

Заключение

С точки зрения современных исследований представляет интерес изучение отклика обращенной в космос «Дуги Струве» по ее реакции на проявления солнечной и геомагнитной активности с учетом характера подстилающей поверхности. Регистрация этих региональных эффектов может быть осуществлена путем исследования характера мерцаний потоков внегалактических радиоисточников, из которых могут быть выявлены спорадический характер возмущенности ионосферы и приливные явления в верхней атмосфере Земли, формирующие характер региональных проявлений космической погоды.

Выполнение работ по данному проекту позволит сформировать представление о характере проявлений солнечной и геомагнитной активности в зависимости от региональных условий наличия геомагнитных аномалий или их отсутствия. Особый интерес такие исследования приобретают в условиях роста и предстоящего максимума 25 цикла солнечной активности.

Литература

1. *Galanin V.V., G.A. Inyutin, I.M. Kvasha, et al.* URAN-4 radio telescope as an element of VLBI system // Physics and Kinematics of Celestial Bodies, 1989, vol. 5, p 87-90.
2. *Ryabov M.I., S.K. Panishko, L.I. Guglya.* Space weather impacts on the Earth's upper atmosphere according to the monitoring of powerful radio sources fluxes at the URAN-4 radio telescope // Odessa Astronomical Publications, 2011, vol. 24, p 159-161.
3. *Sobitniak L.I., M.I. Ryabov, A.L. Sukharev, S.K. Panishko*. Structure of variability indexes of cosmic weather as applied to data monitoring of fluxes of radio sources at the “URAN-4” radio telescope // Radio physics and radio astronomy, 2017, vol. 22, p 294-304.
4. *Ryabov M.I., A.L. Sukharev, L.I. Sobitnyak.* Properties of the Variability of the Solar Constant as an Index of Solar Activity // Geomagnetism and Aeronomy, 2020, vol. 60, p. 982-988.

5. *Ryabov M.I., L.I. Sobitniak.* Study of effects of lunar tidal wave passage in upper atmosphere of Earth according to monitoring data at radio telescope «URAN-4» RI NANU // Odessa Astronomical Publications, vol. 32, p.132-136.
6. *Sobitnyak L.I., M.I. Ryabov, M.I. Orlyuk, et al.* Analysis of the Magnetic Storms Catalog for Monitoring Radio Source Fluxe Data with the URAN-4 Radio Telescope in the Odesa Magnetic Anomaly Zone // Radio physics and radio astronomy, 2020, vol. 25, p.324-331.
7. *Ryabov M.I., A.L. Sukharev, M.I. Orlyuk, et al.* Comparative analysis of geomagnetic disturbances in the Odessa magnetic anomaly area in the 24th solar activity cycle // Radio physics and radio astronomy, 2019, vol. 24, p.68-79.
8. *Sukharev A.L., M.I. Orlyuk, M.I. Ryabov, A.A. Romenets.* On the First Results of Measurements of Geomagnetic Short-Period Field Variations in the Odessa Magnetic Anomaly Zone with a Second-Long Resolution // Radio physics and radio astronomy, 2018, vol. 23, p.116-128.

ПРИЧИННАЯ СВЯЗЬ МЕЖДУ КЛИМАТИЧЕСКИМИ ИНДЕКСАМИ ОКЕАНА И СОЛНЕЧНОЙ ПОСТОЯННОЙ ЗА ПОСЛЕДНИЕ 100 ЛЕТ

Скакун А.А., Волобуев Д.М.
Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

CAUSAL RELATIONSHIP BETWEEN OCEAN CLIMATE INDICES AND THE SOLAR CONSTANT OVER THE PAST 100 YEARS

Skakun A.A., Volobuev D.M.
Pulkovo Observatory, St.-Petersburg, Russia

We have estimated the causal relationship between TSI and ocean indices NAO, NINO 3.4, PDO over the past century using the method of conditional dispersions [1]. Pearson's correlation is usually used as a criterion for the presence or absence of a relationship between time series, but it is not always indicative for nonlinear systems like climate. Therefore, we implemented one of the methods of nonlinear dynamics to detect connections in the Sun-climate system. We use the conceptual ocean-atmosphere model [2] with TSI added as a forcing to calibrate the method. We show that the method provides expected results for connection of TSI and model temperature with and without noise in the time series. The result of the method in presence of noise in the model data seems to be very close to ones obtained further for the empirical series.

The method reveals that 1) NINO 3.4 and PDO depend on TSI; 2) NINO 3.4 depends on NAO; 3) the method cannot show presence or absence of a connection between NAO and TSI, and direction of the link between NINO 3.4 and PDO.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-237-240

Введение

Тепловое излучение Солнца, которое выражается в виде солнечной постоянной (TSI), несомненно, оказывает влияние на земной климат [3]. Достоверно неизвестно, насколько велико это влияние, т.к. земной климат является сложной системой со многими составляющими. Кроме того, вариации амплитуды TSI малы по сравнению со средним значением 1361 Вт $м^{-2}$ и составляют всего десятые доли процента. Это значит, что необходим какой-то механизм усиления сигнала солнечной активности, чтобы его вклад в климатическую систему стал заметен. Подобные нелинейные механизмы усиления влияния TSI могут существовать не только в приполярных областях [4], но и в тропической атмосфере и в океане [5], т.е. локальный климат в океанах может быть чувствителен к относительным вариациям амплитуды TSI. Состояние океанов описывается с помощью эмпирических океанических индексов, таких как Североатлантическое колебание (NAO), Эль-Ниньо (NINO 3.4) и Тихоокеанское десятилетнее колебание (PDO). По этим индексам можно определить сильные изменения шаблона локального климата в океане, например, явление Эль-Ниньо. В этой работе мы попробуем определить, есть ли вклад солнечной постоянной TSI в изменения океанических индексов.

Исходные данные

Мы будем использовать временные ряды эмпирических климатических индексов NAO, NINO 3.4 и PDO, а также реконструкцию TSI за последние 120 лет. Климатические индексы получаются путем измерения некоторых параметров океана (температуры поверхности или давления воздуха) на станциях в разных географических зонах. В частности, индекс NAO определяется как разность давлений воздуха на уровне моря на Азорских островах (экваториальная зона 30°N) и в Исландии (полярная зона 65°N) и отражает паттерн движения атмосферных масс в Северной Атлантике. Индексы NINO 3.4 и PDO основаны на данных о температуре поверхности Тихого океана. NINO 3.4 измеряется в экваториальной зоне Тихого океана (5°N–5°S, 120°W–170°W), а PDO охватывает большую его часть (севернее 20°N). Оба этих индекса отражают вариации локального климата в Тихом океане.

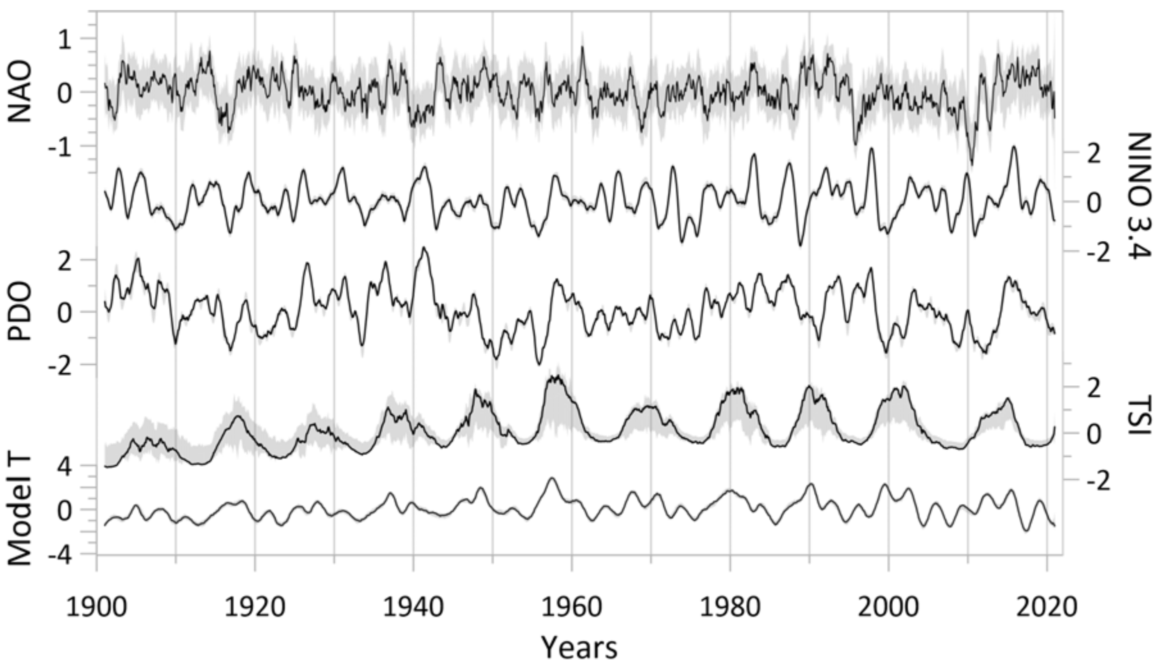


Рис. 1. Нормированные фильтрованные временные ряды с погрешностями. Толстыми линиями показаны оригинальные временные ряды, серыми тенями – погрешности.

Мы использовали ряды, доступные по ссылкам [6–8], там же можно найти точные процедуры расчета индексов. Кроме того, мы будем использовать реконструкцию TSI Naval Research Laboratory под названием NRLTSI2, которая была получена путем соединения данных космических наблюдений с модельной оценкой TSI по солнечным пятнам и факелам [9]. Все временные ряды мы привели к равномерной временной сетке с шагом

1 месяц на протяжении времени 1901-01:2020-12 и сгладили скользящим средним с окном 12 месяцев (рис. 1).

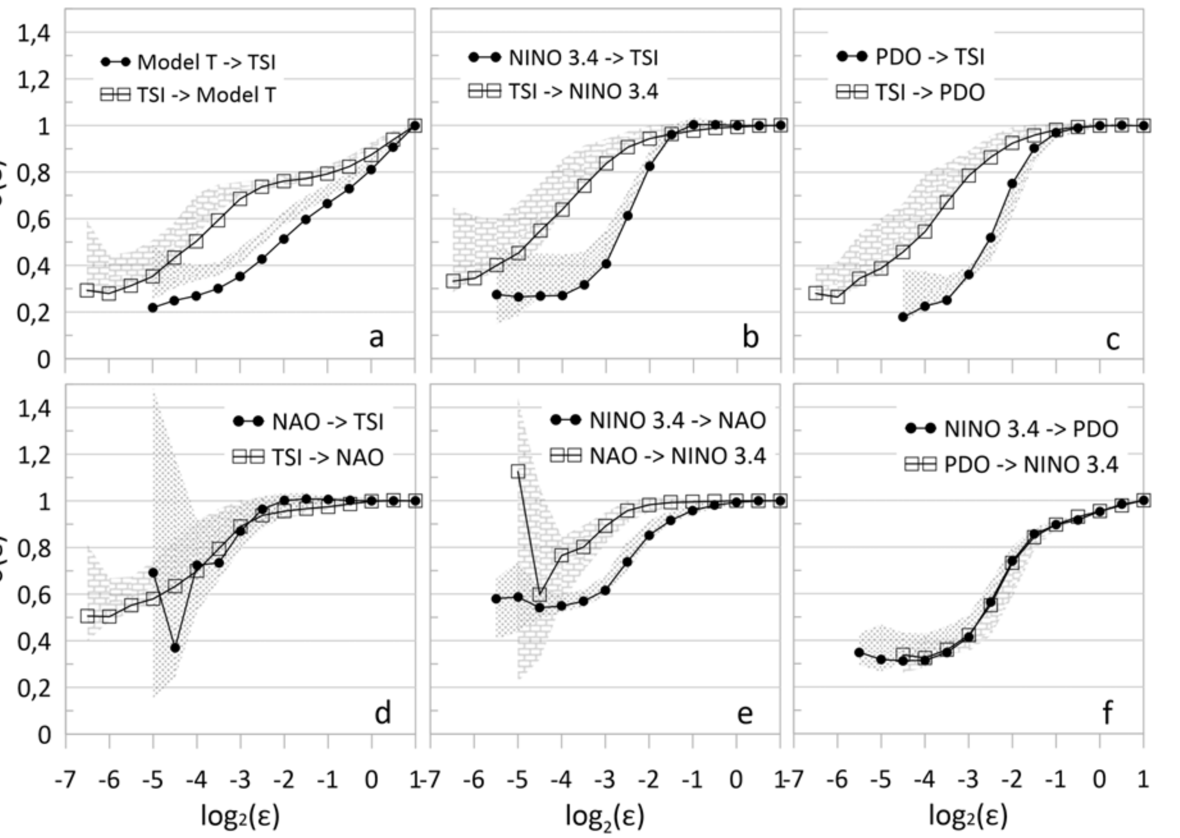


Рис. 2. Результат работы метода для пар временных рядов. Графики зависимости σ от ε для временных рядов (a) Model T и TSI (b) NINO 3.4 и TSI (c) PDO и TSI (d) NAO и TSI (e) NINO 3.4 и NAO (f) NINO 3.4 и PDO. Тенями показаны погрешности работы метода при зашумлении рядов.

Методика

Для определения наличия и направления связи между двумя временными рядами мы используем т.н. метод условных дисперсий [1]. Метод предполагает, что два рассматриваемых временных ряда были спродуцированы динамическими системами, свойства которых можно восстановить с помощью реконструкции динамики из одномерного ряда по Такенсу [10], т.е. построения пространства вложения с использованием запаздывающих координат. Для двух реконструированных временных рядов производится расчет условной дисперсии (σ), которая характеризует зависимость дисперсии точек одного временного ряда от ε при условии, что синхронные точки второго временного ряда ε-близки в пространстве вложения. Работа метода была откалибрована на модели взаимодействия океан–атмосфера [2], в которой в качестве одной из переменных выступила аномалия температуры поверхности воды, усредненная по восточной части экваториальной зоны Тихого океана (Model T, см. рис. 1). Мы добавили в модель (1,2) форсинг в виде ряда TSI и получили, что метод может определить влияние временного ряда TSI на Model T даже при наличии шумов в данных (см. рис. 2а).

$$dT/dt = RT + \gamma h - e_n\,(h{+}bT)^3 + S{*}TSI, \quad (1)$$

$$dh/dt = -\,rh - \alpha bT \quad (2)$$

Здесь h – аномалия глубины термоклина в западной части Тихого океана, $R = \gamma b\text{-}c$, $\gamma = 0.75$, $e_n = 1$, $b = 1.625$, $S = 0.01$, $\alpha = 0.125$, $r = 0.25$.

Результаты

С помощью метода условных дисперсий мы сравнили между собой пары эмпирических временных рядов (рис. 2). Метод показал, что: а) TSI влияет на NINO 3.4 и PDO; б) NAO влияет на NINO 3.4; в) метод не может определить направление связи для NINO 3.4 и PDO; г) метод не может показать наличие или отсутствие связи для рядов NAO и TSI.

Литература

1. *Čenys A., Lasiene G., Pyragas K.* Estimation of interrelation between chaotic observables // Physica D: Nonlinear Phenomena. 1991. T. 52. № 2-3. C. 332-337.
2. *Jin F.F.* An equatorial ocean recharge paradigm for ENSO. Part I: Conceptual model // Journal of the atmospheric sciences. 1997. T. 54. № 7. C. 811-829.
3. *Stevens M.J., North G.R.* Detection of the climate response to the solar cycle // Journal of the atmospheric sciences. 1996. T. 53. № 18. C. 2594-2608.
4. *Volobuev D.M.* Central Antarctic climate response to the solar cycle // Climate dynamics. 2014. T. 42. № 9-10. C. 2469-2475.
5. *White W.B., Liu Z.* Non-linear alignment of El Nino to the 11-yr solar cycle // Geophysical Research Letters. 2008. T. 35. № 19.
6. NAO https://crudata.uea.ac.uk/cru/data/nao/
7. NINO 3.4 https://psl.noaa.gov/gcos_wgsp/Timeseries/Nino34/
8. PDO https://www.ncdc.noaa.gov/teleconnections/pdo/
9. *Coddington O. et al.* A solar irradiance climate data record // Bulletin of the American Meteorological Society. 2016. V. 97. № 7. P. 1265-1282.
10. *Takens F.* Distinguising deterministic and random systems. // Nonlinear dynamics and turbulence, ed. by Barenblatt G.J., Jooss G., Joseph D.D. – N.Y.: Pitman, 1983. – P. 314-333.

СУБ-ТЕРАГЕРЦОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНЫХ ПРОТУБЕРАНЦЕВ НА ЧАСТОТАХ 93 И 140 ГГЦ

Смирнова В.В.[1], Рыжов В.С.[2], Цап Ю.Т.[1]
[1]Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Крым, Россия
[2]Московский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана, Москва, Россия

SUB-TERAHERTZ OBSERVATIONS OF SOLAR PROMINENCES AT 93 AND 140 GHZ

Smirnova V.V.[1], Ryzhov V.S.[2], Tsap Yu.T.[1]
[1]Crimean Astrophysical Observatory, Nauchny, Crimea, Russia
[2]Bauman Moscow State Technical University, Moscow, Russia

New sub-THz observations of a solar prominence obtained on March 30, 2021 at frequencies of 93 and 140 GHz were carried out based on the data of the RT-7.5 radio telescope operated by Bauman Moscow State Technical University. A new technique for prominence identification on the sub-THz intensity maps is proposed. The radio flux density of the analyzed prominence was calculated at frequencies of 93 and 140 GHz with values of 16±4 s.f.u. and 34±8 s.f.u., respectively. The minimum value of the prominence thickness along the line of sight (≈100 km), at which its emission becomes optically thick was estimated.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-241-244

Введение

Солнечные протуберанцы – холодные и плотные образования, окруженные горячей короной. На лимбе они имеют вид протяженных выступов разной формы, тогда как на солнечном диске они представляют собой темные волокна. Температура протуберанцев ~10^4K, плотность варьируется в пределах 10^{10}–10^{12} см$^{-3}$ [1, 2]. Наблюдения в суб-терагерцовом (суб-ТГц) диапазоне дают возможность напрямую получать параметры плазмы протуберанцев на уровне хромосферы. Высота протуберанцев, оцененная по сантиметровым и миллиметровым наблюдениям, соответственно равна 3×10^{10} см [3] и $25\pm5\times10^8$ см [4].

Радиотелескоп РТ-7,5 МГТУ им. Н.Э Баумана является единственным в России действующим инструментом, который ведет патрульные наблюдения Солнца в суб-ТГц диапазоне одновременно на частотах 93 и 140 ГГц. Диаграмма направленности антенны на частоте 93 ГГц составляет 2,5′, на частоте 140 ГГц – 1,5′, а временное инструмента разрешение достигает 0,25 с. [5].

Цель данной работы состояла в следующем: 1) провести анализ наблюдений протуберанца на частотах 93 и 140 ГГц, полученных с помощью нового метода выделения его на солнечном лимбе; 2) предложить интерпретацию полученных результатов и провести диагностику этого магнитного образования.

Наблюдения и результаты

На рис. 1a и 1b представлены изображения протуберанца в линии 304 Å (AIA/SDO) и на частоте 93 ГГц [b] (РТ-7,5). Карты распределения интенсивности радиоизлучения были получены методом растрового сканирования диска Солнца в течение 12 минут. На исходной карте (рис. 1b) отклик от протуберанца очень слабый из-за определяющего вклада в мм-излучение фоновой компоненты.

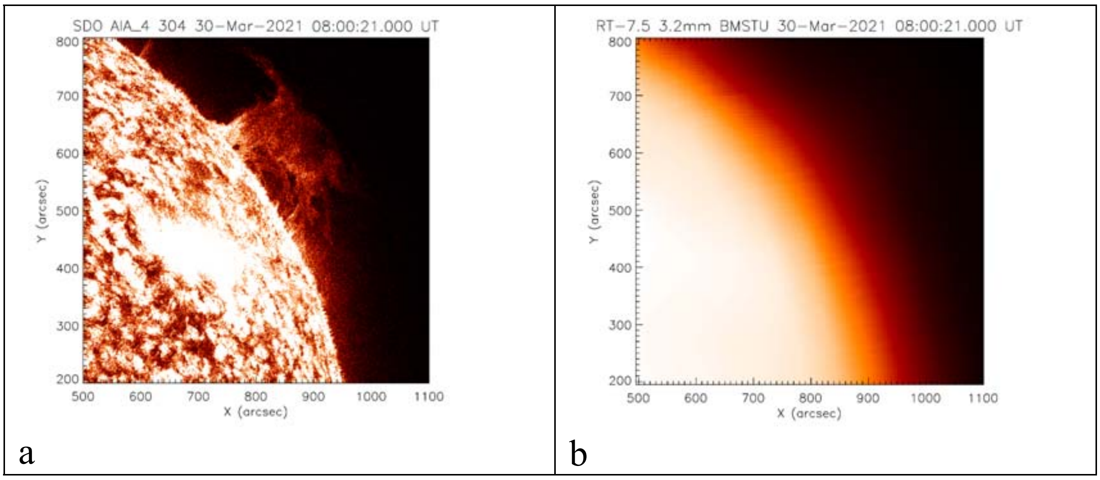


Рис. 1. Изображение протуберанца в линии 304 Å [a] и на частоте 93 ГГц [b].

Для отождествления исследуемого протуберанца на радиоизображениях был предложен метод разложения исходной карты на концентрические «виртуальные» сканы. Данный метод позволяет эмпирически выделить источники на солнечном лимбе с учетом излучения диска.

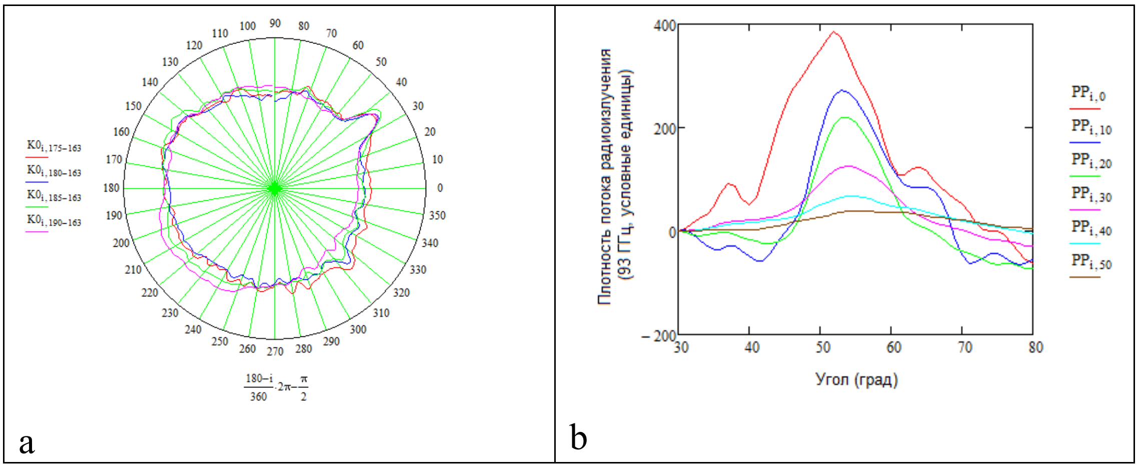


Рис. 2. Пример «виртуальных» сканов, полученных из полной карты [a], и фрагмент этих же сканов с выделенным протуберанцем [b].

На рис. 2a представлен пример четырех концентрических сканов, полученный из полной карты солнечного диска. Путём математической обработки был получен 61 концентрический скан с радиальным шагом 6''. Скан № 0 лежал на лимбе, скан № 60 имел радиус R_{sun}+6', где R_{sun} = 16,3' – радиорадиус солнечного диска. Каждый скан был сглажен гауссовым окном шириной 4º. Было выбрано опорное радиальное направление w = 30º (при отсчёте угла от северного полюса Солнца по часовой стрелке) и создан опорный скан. Из каждого скана была вычтена постоянная составляющая, определяемая из опорного скана при соответствующем расстоянии от лимба. Фрагменты сканов, соответствующие диапазону радиальных направлений w = 30…80º, в которых наблюдался исследуемый протуберанец, показаны на рис. 2b.

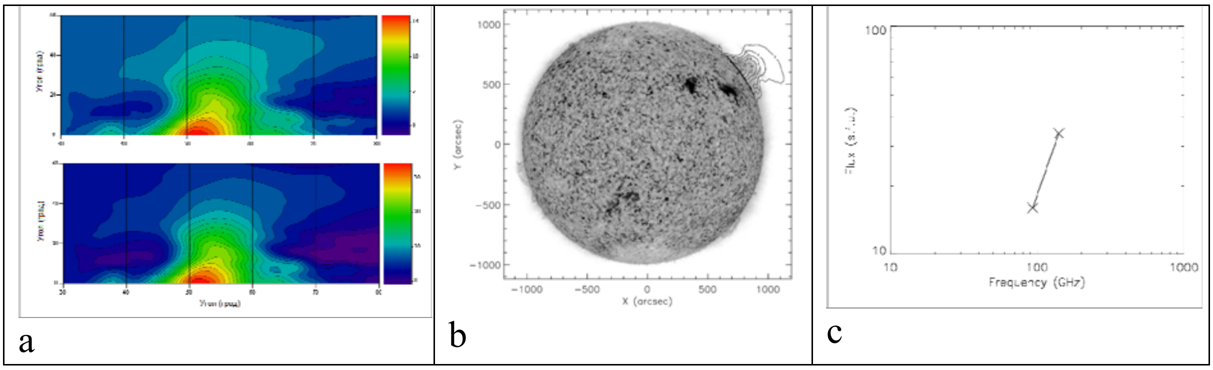


Рис. 3. a – карты распределения плотности потока радиоизлучения: 93 ГГц (сверху) и 140 ГГц (снизу); b – интенсивность в линии 304 Å (изолинии соответствуют значениям плотности потока радиоизлучения протуберанца на частоте 93 ГГц); c – спектр плотности потока радиоизлучения протуберанца.

В результате анализа виртуальных сканов были получены карты распределения плотности потока радиоизлучения на частотах 93 и 140 ГГц, рис. 3a. Ошибки используемой методики с учетом параметров антенны составили ~10%. На рис. 3b показано изображение диска Солнца в линии 304 Å, на которое наложены контуры со значениями плотности потока протуберанца на частоте 93 ГГц. Плотность потока радиоизлучения на частоте 93 ГГц составляла 16±4 с.е.п., на частоте 140 Ггц – 34±8 с.е.п. Относительная погрешность оценки плотности потока радиоизлучения составила ~23%. Спектр плотности потока исследуемого протуберанца представлен на рис. 3c.

Исходя из полученных результатов, можно оценить оптическую толщину наблюдаемого протуберанца, исходя из формулы Рэлея-Джинса, согласно которой интенсивность излучения

$$I = \frac{k_B T_b \nu^2}{c^2},$$

где T_b – яркостная температура, k_B – постоянная Больцмана, c – скорость света, ν – частота излучения.

Решение уравнения переноса излучения:

$$\frac{dT_b}{d\tau} = -T_b + T,$$

где $d\tau = k_{ff}dl$– оптическая толщина источника вдоль луча длины dl *и* k_{ff} – коэффициент поглощения, полагая, эффективную температуру $T \approx const,$ можно представить в виде

$$T_b = T\left(1 - e^{-\tau}\right).$$

Спектральный индекс потока радиоизлучения

$$\alpha = \frac{\log\left(\frac{F_{140}}{F_{93}}\right)}{\log\left(\frac{140}{93}\right)} = 1.9$$

предполагает, что излучение – оптически толстое. Поскольку $d\tau = k_{ff}dl = \frac{Kn_e^2}{T^{2/3}\nu^2}dl$, где $K = 0.2$ [6], то, как нетрудно показать, минимальная толщина l, при которой излучение протуберанца будет оптически толстым (τ>1), для концентрации электронов $n_e = 10^{11}–10^{12}$ см$^{-3}$ и $T = 10^4–10^5$ К составляет ≈ 100 км.

В работе [7] была выполнена диагностика протуберанца на длинах волн около 1 мм. Авторы получили значение оптической толщины 0.12 при заданной концентрации частиц 10^{10} см$^{-3}$. В работе [4] была оценена оптическая толщина на длине волны 8 мм $\tau = 0.32$. В нашем случае излучение протуберанца на частоте 93 ГГц является оптически толстым, что согласуется с результатами работы [7], но противоречит результатам работы [4]. На наш взгляд, это можно объяснить некорректной оценкой яркостной температуры протуберанца.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (N20-52-26006) и Минобрнауки (НИР №0831-2019-0006).

Литература

1. *Pérez-León J.E., Hiriart D., Mendoza-Torres J.E.* // RMAA, 2013, 49, 3.
2. *Hillier A., Morton R.J., Erdélyi R.* // ApJl, 2013, 779, 16.
3. *Jeičič S., Heinzel P.* // Proc. ASP, Conf. Ser., 2007, 368, 325.
4. *Apushkinskii, G.P., Nesterov, N.S., Topchilo N.A., Tsyganov A.N.* // Astron. Zh., 1990, 67, 1053.
5. *Tsap Yu.T., Smirnova V.V., Morgachev A.S., et al.* // Adv. Space. Res., 2016, 57, 7, 1449.
6. *Bastian, T.S., Ewell M.W., Zirin H.* // ApJ, 1993, 418, 510.
7. *Dulk G.A.* // Annual Rev. Astron. Astrophys., 1985, 23, 169.

О ПРИРОДЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОРИЧНЕВЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЁЗД

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

ON THE ORIGIN OF X-RAY EMISSION OF BROWN DWARFS

Stepanov A.V.[1], Zaitsev V.V.[2]
[1]Central Astronomical Observatory at Pulkovo, St. Petersburg, Russia
[2]Institute of Applied Physics, Nizhny Novgorod, Russia

Using the brown dwarfs TVLM 513-46546 and VB 10 as examples, two possibilities of the origin of stationary X-ray radiation from ultracool stars have been investigated: (i) radiation from hot corona as a whole and (ii) radiation from a set of magnetic loops with a dense hot plasma heated due to the dissipation of electric currents. It is shown that, for the brown dwarfs under consideration, the generation of X-rays by a set of hot loops is energetically more favourable than in the case of a hot corona.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-245-248

1. Введение

Важным источником информации о звёздных коронах является рентгеновское излучение корон [1]. Коричневые карлики спектральных классов $\mathrm{M} \geq 7$ (эффективная температура 2000–3500 *K*) и L (1500–2000 *K*), излучают в мягком рентгеновском диапазоне, что свидетельствует о наличии у звезд либо горячих корон, либо локальных магнитных структур, заполненных горячей плазмой. Характеристики рентгеновского излучения коричневых карликов были получены с помощью ряда рентгеновских обсерваторий. Излучение звезд классов M >7 часто содержит две тепловые компоненты: «мягкую» с температурой $T \approx (2-4) \cdot 10^6$ K и «жесткую» с $T \approx 10^7$ K [2]. Настоящая работа посвящена определению природы рентгеновского излучения коричневых карликов на примере TVLM 513–46546 и VB 10.

Ультрахолодная звезда TVLM 513–46546 спектрального класса M8,5V имеет эффективную температуру фотосферы $\mathrm{T_{eff}} = 2200$ K, массу $\mathrm{M}_* = 0{,}07\mathrm{M}_\odot$, радиус $\mathrm{R}_* = 0{,}1\mathrm{R}_\odot$ и удалена от Земли на расстояние $\mathrm{d} \approx 10{,}6$ пк. Гравитационное ускорение на поверхности звезды $g = 2 \cdot 10^5$ см/с^2, скорость вращения $v \sin i \approx 60$ км/с. Квазипостоянное рентгеновское излучение в диапазоне 0.3–2 кэВ соответствует температуре источника $\mathrm{T} \sim 10^7$ K, наблюдаемому потоку $F_\mathrm{x} \approx 6{,}3 \cdot 10^{-16}$эрг/ см^{2}с и полной светимости $L_\mathrm{x} = 4\pi\mathrm{d}^2 F_\mathrm{x} \approx 8{,}5 \cdot 10^{24}$эрг/ с [3]. Величина магнитного поля в короне звёзды по данным о радиоизлучении $B \approx 100$ Гс [3].

Ультрахолодная звезда GL752B (VB 10) класса M8 с $T_{eff} = 2600$ K, $M_* = 0{,}075M_\odot$, $R_* \approx 0{,}1R_\odot$, $g = 2{,}1 \cdot 10^5$см/ c^2, $d \approx 6{,}1$ пк имеет более низкую скорость вращения $v\ sin\ i \approx 6{,}5$ км c^{-1}. Величина магнитного поля на поверхности звезды $B \approx 1.3$ кГс [4]. Квазипостоянное излучение в диапазоне 0,3–2 кэВ свидетельствует о температуре источника $T_1 \approx 3{,}5 \cdot 10^6$ K и о наличии второй компоненты с $T_2 \approx 1{,}5 \cdot 10^7$K. Поток рентгеновского излучения $F_x \approx 3{,}7 \cdot 10^{-15}$эрг/ см^{2}с соответствует полной светимости $L_x = 4\pi d^2 F_x \approx 1{,}5 \cdot 10^{25}$эрг/ с [4].

Мы исследуем два возможных источника квазистационарного рентгеновского излучения: (а) излучение горячих корон и (б) излучение магнитных петель, сформированных в короне конвективными потоками фотосферной плазмы.

2. Излучение горячих корон коричневых карликов

Если источником квазистационарного рентгеновского излучения является корона с температурой T, то излучающий объём $V \approx 4\pi R_*^2 H$, где $H = k_B T R_*^2 / m_i\, G M_*$ k_B – постоянная Больцмана, $G = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$см^3/гс^2 – гравитационная постоянная. Светимость короны в рентгеновском излучении

$$L_x = P(T)\overline{n}^2 V, \qquad (1)$$

где $P(T) = 2 \cdot 10^{-27}\sqrt{T} + 5 \cdot 10^{-25} exp\sqrt{2{,}8 + 10^6 K/T}$ эргсм^3/с [2], $\overline{n}$ – средняя концентрация электронов (ионов) в объеме V. С помощью (1) определим объем излучающих корон V и средние значения концентрации частиц в коронах по наблюдаемым значениям светимости излучения и корональной температуры. Для TVLM 513–46546 находим $V \approx 2{,}5 \cdot 10^{30}$см^3, масштаб высоты $H \approx 4 \cdot 10^9$см и среднюю концентрацию плазмы в короне $\overline{n} \approx 6 \cdot 10^8$см$^{-3}$. Для VB 10 получаем $V \approx 8{,}4 \cdot 10^{29}$см^3, $H \approx 1{,}4 \cdot 10^9$см, $\overline{n} \approx 1{,}7 \cdot 10^9$см$^{-3}$. Видно, что излучающая корона VB 10 более компактная и плотная, что при практически одинаковых массах и радиусах обоих объектов связано с менее горячей и менее протяженной короной и большей рентгеновской светимостью VB 10 по сравнению с TVLM 513–46546 [3, 5].

Вследствие горячих корон у коричневых карликов заметно возрастают энергетические потери из-за теплопроводности. Например, потери на излучение у TVLM 513–46546 составляют величину $Q_r \approx 3 \cdot 10^{25}$эрг/с, тогда как энергетические потери из-за теплопроводности $Q_T \approx 0{,}92 \cdot 10^{-6} T^{\frac{7}{2}} V H^{-2} \approx 4 \cdot 10^{29}$эрг /с существенно превышают аналогичные потери короны Солнца, $Q_{T\odot} \approx 10^{28}$эрг с$^{-1}$. Поэтому для поддержания короны TVLM 513–46546 с $T \approx 10^7$ K необходимы более мощные источники нагрева по сравнению с Солнцем. Этот вывод справедлив и для VB 10.

Предположим, что в коронах коричневых карликов существуют, как и в короне Солнца, спикулы II типа. Тогда поток тепла из спикулы в корону из-за электронной теплопроводности вдоль магнитного поля спикулы [6]

$$Q_{Tsp} \approx \frac{0{,}9\times10^{-6}T^{\frac{7}{2}}}{\Delta z}\pi r_0^2 \text{ эрг/с}. \quad (2)$$

За радиус магнитной трубки r_0 для звезд M ≥8 можно принять размер грануляционной ячейки $\approx 10^7$см. Тогда для $T = 10^7 K$ и длины спикулы $\Delta z = 10^9$ см получим $Q_{Tsp} \approx 10^{24}$эрг/с . Поэтому для компенсации энергетических потерь из короны TVLM 513–46546 требуется ~ $4{\cdot}10^5$ горячих спикул, суммарная площадь оснований которых порядка площади поверхности звезды (6×10^{20} см^2), что значительно отличается от Солнца, где спикулы занимают ≈ 1% поверхности. Для VB 10 необходимая площадь 10^6 спикул составляет половину поверхности звезды.

3. Магнитные петли как источник рентгеновского излучения

Перенос энергии от центра звезды к поверхности у коричневых карликов осуществляется конвекцией. На уровне фотосферы скорость конвекции $V \approx 10^4$-10^5 см/с. Полутолщина магнитных петель порядка размера ячейки грануляции $r_1 \approx D \approx 10^6 - 10^7$ см. При взаимодействие радиальной компоненты скорости конвекции V_r с азимутальной компонентой магнитного поля петли в фотосферных основаниях петли возникает ЭДС, генерирующая электрический ток, текущий от одного основания петли через корональную часть к другому основанию и замыкающийся в плотных слоях атмосферы, образуя замкнутый электрический контур [7]. При этом стационарное значение тока в петле определяется формулой [7]

$$I \approx 0{,}8[|V_r|\pi r_1^3 c^2 n_e m_i \nu'_{ia}(2 - F_1)F_1^{-2}]^{1/2} \text{ сгс}, \quad (3)$$

Здесь $\nu'_{ia} \approx 1{,}6{\cdot}10^{-11} n_a\sqrt{T}$ Гц – эффективная частота столкновений ионов с нейтралам, $F_1 = n_a/(n_e + n_a)$ – относительная концентрация нейтралов, n_e – концентрация электронов. Для рассматриваемых коричневых карликов в области «работы» фотосферной ЭДС плотность атомов $n_a \approx 5{\cdot}10^{16} - 10^{17}$ см$^{-3}$, $n_e \approx 5{\cdot}10^9 - 10^{10}$см$^{-3}$, $T \approx 2200$ К. В этом случае для скорости фотосферной конвекции $V_r \approx 10^4$-10^5 см/с и $r_1 \approx 10^6 - 10^7$ см получаем оценки величины тока: $I \approx 7{\cdot}10^8 \div 7{\cdot}10^{10} A$. На корональных уровнях для оптически тонкой среды при температурах $T > 2{\cdot}10^5$К основной вклад в нейтральную компоненту дает водород [8], при этом в интересующем нас интервале температур $10^6 - 10^7 K$ справедлива аппроксимация $F \approx 0{,}15/T$. Скорость джоулевой диссипации тока в единице объема петли определяется формулой [7]

$$q_J = \frac{j_z^2}{\sigma} + \frac{F^2 B_\varphi^2 j_z^2}{(2-F)c^2 n_e m_i \nu'_{ia}} \approx 2{,}2\cdot10^{-9}\frac{I^4}{n^2 r_1^6 T^{3/2}} \text{ эрг/см}^3 c. \quad (4)$$

В корональной части петли основной вклад в диссипацию тока дает второе слагаемое в (4). Несмотря на относительно малую плотность нейтральных атомов, $F \ll 1$, включается эффективный канал диссипации, связанный с проводимостью Каулинга и сильной зависимостью энерговыделения от величины электрического тока. Нагрев магнитной петли определяется балансом джоулевой диссипации, теплопроводности и потерь на излучение. Решение соответствующего уравнения переноса дает значение температуры и концентрации в петле с характерной длиной l коэффициентами $\kappa_e = 0{,}92 \cdot 10^{-6}$, $\chi_0=10^{-19}$ [7]:

$$T \approx 2{\cdot}10^{-2}\frac{(IL)^{\frac{4}{9}}}{r_1^{\frac{2}{3}}}K,\;\; n_1 = \frac{1}{3}\left(\frac{2\kappa_e}{\chi_0}\right)^{1/2}\frac{T_1^2}{L}\text{ см}^{-3},\;\; L = l/2. \qquad (5)$$

Определим количество горячих петель в короне TVLM 513-46546, обеспечивающих необходимую меру эмиссии рентгеновского излучения. По аналогии с солнечной короной считаем, что толщина петель не меняется с высотой т.е. $r_1 \approx 10^7$см. Тогда из (5) находим электрический ток, необходимый для нагрева плазмы в петле, $I = 6{\cdot}10^{10}A$, концентрацию плазмы $n_1 \approx 2{,}2{\cdot}10^{10}\text{см}^{-3}$ и меру эмиссии отдельной петли $\text{EM}_{loop} \approx 2{\cdot}10^{45}\text{см}^{-3}$. Для обеспечения наблюдаемой меры эмиссии необходимо, чтобы в короне коричневого карлика присутствовало $N_{loop} = \frac{EM_*}{EM_{loop}} \approx 4{,}5{\cdot}10^2$ горячих петель. Для VB 10 при $r_1 \approx 10^7$см , $L \leq 2{,}2{\cdot}10^9$см, $T_1 \approx 3{,}5{\cdot}10^6K$ получаем $I = 1{,}7{\cdot}10^{10}A$, $n_1 \approx 8{\cdot}10^9\text{см}^{-3}$, $N_{loop} \approx 2{,}8{\cdot}10^4$.

Таким образом, мы показали, что генерация рентгеновского излучения ультрахолодных звёзд VB 10 и TVLM 513-46546 системой магнитных петель энергетически более выгодна по сравнению с однородной горячей короной. Основной источник нагрева петель – фотосферная конвекция, которая концентрируют магнитное поле на границах супергранул и, взаимодействуя с этим полем, генерируют в магнитных петлях электрические токи 10^9–10^{11} А – источники нагрева плазмы.

Работа поддержана грантом РНФ № 20-12-00268 (раздел 3), грантом РФФИ № 20-02-00108 (раздел 1, 2), а также Госзаданием (темы 0035-2019-0002 и 0041-2019-0019).

Литература

1. *Гершберг Р.Е., Клиорин Н.И., Пустильник Л.А., Шляпников А.А.* // Физика звёзд средних и малых масс с активностью солнечного типа. – М.: Физматлит. 2020.
2. *Giampapa M.S., Rosner R., Kashyap V. et al.* // Astrophys. J. 1996. V. 463. P. 707.
3. *Berger E., Gizis J.E., Giampapa M.S. et al.* // Astrophys. J. 2008. V. 673. P.1080.
4. *Berger E., Basri G., Gizis J.E. et al.* // Astrophys. J. 2008. V. 676. P.1307.
5. *Fleming T.A., Giampapa M.S., Garza D.* // Astrophys. J. 2003. V. 594. P. 982.
6. *Zaitsev V.V., Stepanov A.V., Kronshtadtov P.V.* // Sol. Phys. 2020. V. 295. P. 166.
7. *Степанов А.В. Зайцев В.В.* // Магнитосферы активных областей Солнца и звёзд. – М.: Физматлит. 2018.
8. *Verner D.A., Ferland G.J.* // Astrophys. J. Suppl. 1996. V. 103. P. 467.

СИСТЕМА АВТОМАТИЧЕСКОГО УПРАВЛЕНИЯ ПРИЕМНЫМ ЗЕРКАЛОМ РАТАН-600 ДЛЯ РЕЖИМА СЛЕЖЕНИЯ

Стороженко А.А., Богод В.М., Лебедев М.К., Овчинникова Н.Е., Хайкин В.Б., Перваков А.А., Гречкин А.А.
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

AUTOMATIC CONTROL SYSTEM OF RECEIVING MIRROR RATAN-600 FOR TRACKING MODE

Storozhenko A.A., Bogod V.M., Lebedev M.K., Ovchinnikova N.E., Khaikin V.B., Pervakov A.A., Grechkin A.A.
Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nizhnij Arkhyz, Russia

To implement the tracking modes of the RATAN-600 radio telescope, it is necessary to introduce new automation tools that provide a new quality of monitoring and control of the antenna system geometry [1, 2]. In this work, the ACS is considered by the movement of the type 3 feed and the carriage, its structure is shown, new capabilities of the complex, previously unavailable on the RATAN-600 radio telescope, are considered.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-249-252

Для реализации режимов слежения на радиотелескопе РАТАН-600 требуется внедрение современных средств автоматизации, обеспечивающих новое качество контроля и управления геометрией антенной системы [1, 2]. В настоящей работе, рассматривается АСУ движением облучателя тип 3 и его подвижной каретки, показана ее структура, рассмотрены новые возможности комплекса, ранее недоступные на радиотелескопе РАТАН-600.

Радиотелескоп РАТАН-600 работает в режиме пассажного инструмента, однако, конструкция телескопа предусматривает принципиальную возможность сопровождения посредством коррекции положений элементов АС «Юг+Плоский» радиотелескопа РАТАН-600 с Главным зеркалом в форме перестраиваемого параболического цилиндра («бегущая парабола») или неподвижного кругового цилиндра [5]. Штатная процедура наблюдения требует предустановки антенной системы в точку прохождения фокального пятна, в таком режиме антенная система «Юг+Плоский» обеспечивает не более 30 азимутальных наблюдений в день.

На примере записи наблюдения активной области NOAA12628 (микровспышка класса B2 (SOL2017-01-25T10:15) [3] окно наблюдения события определяется шириной диаграммы АС «ЮГ+Плоский» и не превышает 20 секунд времени, при этом размер флюктуаций, генерируемых этим событием, меньше, чем ширина диаграммы РАТАН-600, что указывает на наличие динамических процессов с постоянными времени процесса по крайней мере меньше чем 20 секунд. Можно ожидать значительно больше информации о динамике протекающих процессов в активной области [3], при условии реализации режима слежения.

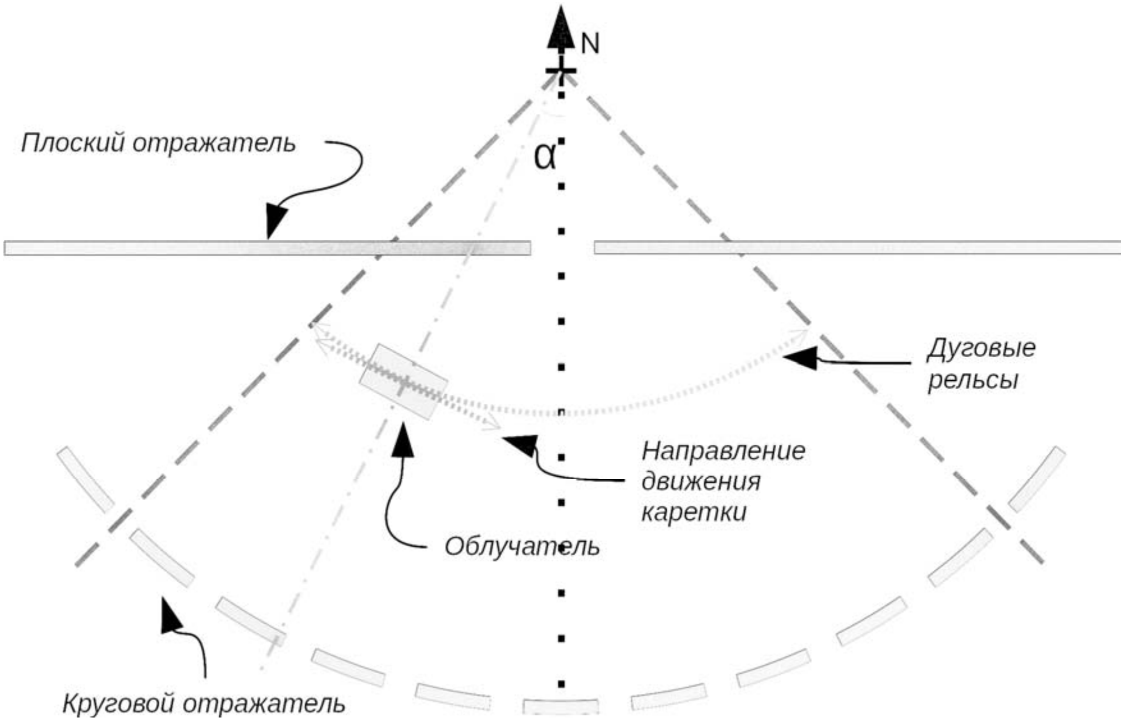


Рис. 1. Схема наблюдений на АС «Юг+Плоский» РТ РАТАН-600.
α – расчетный азимут в котором производится наблюдения.

В наблюдениях с сопровождением посредством АСУ поддерживается синхронное с фокальным пятном движение кабины облучателя, а конфигурация антенной системы «Юг+Плоский» перестраивается согласно программе наблюдений в режиме предустановки, рис. 1. При этом АС «Юг+Плоский» подвержена внеосевой аберрации комы, которая тем меньше, чем меньше относительная апертура системы F/D. В [4] представлен вид расчётных ДН в режиме работы с сокращённой апертурой размером 100 м и показано, что временной интервал непрерывного сопровождения может достигать 10–15 минут.

Первые результаты пробных наблюдений в режиме сопровождения были получены в 2000 году [6], однако, продолжение этих работ стало возможным после частичной модернизации элементов управления облучателя тип 3 [1, 2]. В процессе выполнения тестовых наблюдений в [1] были выявлены ограничения существующей системы управления движением облучателя и предложено провести модернизацию системы управления движением облучателя.

Для реализации процесса слежения АСУ облучателя должна обеспечивать контроль параметров антенной системы – скорость облучателя, положение облучателя, скорость каретки, положение каретки, уклон облучателя от горизонтали по двум углам. Поддерживать несколько сценариев наблюдений – слежение облучателем со сканированием кареткой АО, слежение облучателем со скольжением каретки АО (незначительным на 5–10% отставанием или опережением отклика источника), слежение облучателем и кареткой за заданной координатой источника на Солнце.

Потоки данных из АСУ должны включать в себя метки времени призванные к реальному времени с точностью 0.1–0.01 с. С учетом необходимого объема автоматизации было целесообразно потребовать от новой АСУ наличия возможности управления вторичными технологическими подсистемами облучателя, рис. 2.

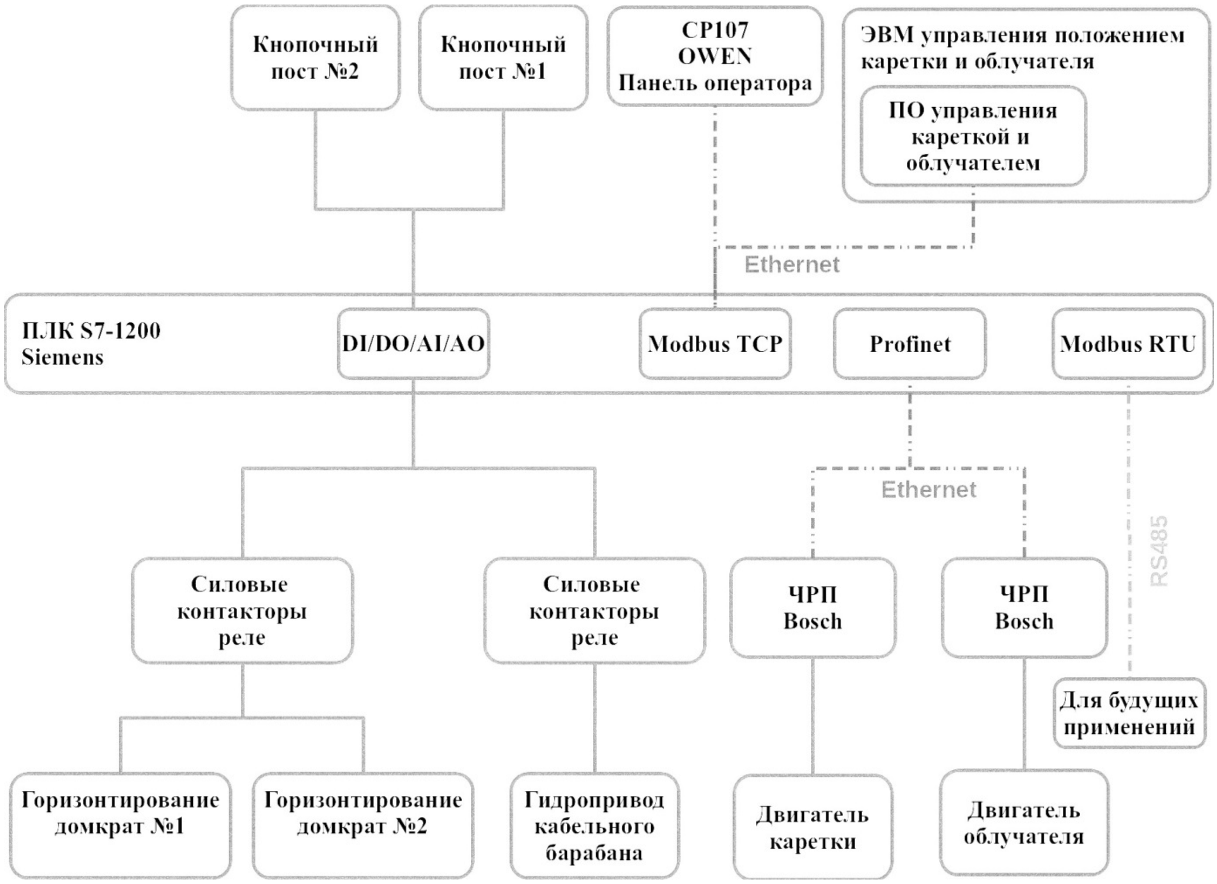


Рис. 2. Структурная схема АСУ облучателя тип 3.

АСУ построена на основе контроллера Siemens S7-1200. Применение контроллера, который обеспечивает обмен данными через стандартные промышленные протоколы – Modbus RTU, Modbus TCP, Profinet, поддерживаемые широким классом различных устройств автоматизации, позволило относительно просто интегрировать в систему управления движением облучателя прочие технологические подсистемы облучателя тип 3 – гидропривод барабана, домкраты системы автогоризонтирования, панель оператора, частотные привода рис. 2.

Модульный принцип построения ПЛК позволит в дальнейшем, при необходимости, нарастить функциональные возможности АСУ путём интеграции дополнительных модулей в систему.

Локальный интерфейс оператора построен с применением панели оператора ОВЕН СПК107, российского производства, которая так же поддерживает функцию автоматической трансляции визуальных интерфейсов в формат HTML5, что позволяет без дополнительных затрат на разработку web-интерфейса организовать удаленное управление АСУ через сеть Internet посредством Web браузера.

В настоящее время АСУ введена в опытную эксплуатацию и поддерживает штатный режим ручного управления облучателем тип 3, на втором этапе ввода в эксплуатацию планируется произвести запуск всех запланированных функций программного обеспечения ПЛК S7-1200 и панели оператора СПК107, обеспечивающих режимы сопровождения АСУ. Все этапы по созданию АСУ облучателя – проектирование, интеграция оборудования, курирование монтажных работ, ввод в эксплуатацию проведены сотрудниками СПбФ САО РАН.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ: 18-29-21016 мк

Литература

1. *Стороженко А.А., Лебедев М.К., Овчинникова Н.Е., Хайкин В.Б.* Тестирование режима слежения радиотелескопа РАТАН-600 для наблюдения быстропеременных процессов на Солнце // В сборнике трудов конференции ССЗФ-2019, 2019.
2. *Storozhenko A., Lebedev M., Ovchinnikova N., et al.* The tracking mode for the RATAN-600 southern sector with the periscope //В сборнике: Ground-based astronomy in Russia. 21st century // Proceedings of the All-Russian Conference. 2020. С. 407-408.
3. *Nakariakov V.M., S. Anfinogentov , A.A. Storozhenko, et al.* Quasi-periodic Pulsations in a Solar Microflare // The Astrophysical Journal, 859:154 (8pp), 2018 June 1.
4. *Хайкин В.Б., М.К. Лебедев, Н.Н. Бурсов, и др.* Методические результаты наблюдений Солнца в режиме сопровождения (сканирования) на радиотелескопе РАТАН-600 // Труды ИПА РАН, вып. 47, 53–57 (2018), DOI: 10.32876/ApplAstron.47.53-57
5. *Кайдановский Н.Л.* Сопровождение источников радиоизлучения при наблюдениях с помощью антенны переменного профиля (АПП) // Астрофизические исследования, т.7, 1975, с. 214. В кн. Антенны, вып.4. М.: "Связь", 1969.
6. *Khaikin V.B., Majorova E.K., Efimov I.G.,Victorov O.A.* Longtime cosmic source tracking at RATAN-600 in "radio-Schmidt"mode // Astronomy&Astrophysics Transactions, 2000, No. 3-4, pp.596-611.

МНОГОКАНАЛЬНАЯ РЕГИСТРАЦИЯ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН НА РАДИОТЕЛЕСКОПЕ РАТАН-600

Стороженко А.А., Богод В.М., Перваков А.А., Шлензин С.В.
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия

MULTICHANNEL REGISTRATION IN A WIDE WAVELENGTH RANGE WITH THE RATAN-600 RADIO TELESCOP

Storozhenko A.A., Bogod V.M., Pervakov A.A., Shlenzin S.V.
Special Astrophysical Observatory of the Russian Academy of Sciences, Nizhnij Arkhyz, Russia

From 2016 on the antenna system of the Southern Sector with the Periscope on RATAN-600, a new version of the wide-range spectral-polarization complex for solar observations (SSPK-16) was installed and put into operation. To understand the processes leading to the emergence of solar activity, it is necessary to register the radiation flux from the structures of active regions in a large dynamic range, from signals at the level of the quiet Sun to powerful events with a brightness temperature of the order of 10^7 K. On the other hand, to assess the quality of the antenna system, there is a need to measure weak signals from distant objects. The structure of the complex is developed taking into account the listed contradictory requirements and contains a system of distributed attenuators controlled by a digital signal, which allows to quickly adjustment the characteristics of the complex for a specific problem. SSPK-16 provides detection and registration of measured signals in the 3–18 GHz band with a wide, about 70 dB, dynamic range.

The article discusses the basic principles of building the architecture of the SSPK-16 complex, its microwave part and registration system.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-253-256

В 2016 г. в антенной системе Южного сектора с Перископом на РАТАН-600 установлена и введена в эксплуатацию новая версия широкодиапазонного спектрально-поляризационного комплекса для солнечных наблюдений – ССПК-16, рис. 1. Для понимания процессов, приводящих к возникновению активности солнечной короны, требуется регистрация потока излучения от структур активных областей в большом динамическом диапазоне, от сигналов на уровне спокойного Солнца до мощных событий с яркостной температурой порядка 10^7 К, [1]. С другой стороны, для оценки качества антенной системы, существует необходимость в измерении слабых сигналов от удаленных объектов. Структура комплекса разработана с учётом перечисленных противоречивых требований и содержит систему распределенных управляемых цифровым сигналом аттенюаторов, что позволяет быстро перестраивать характеристики комплекса под конкретную решаемую задачу. ССПК-16 обеспечивает детектирование и регистрацию измеряемых сигналов в полосе 3–18 ГГц с широким, порядка 70 дБ, динамическим диапазоном.

В настоящей работе рассмотрены основные принципы построения архитектуры комплекса ССПК-16, его СВЧ части, системы регистрации.

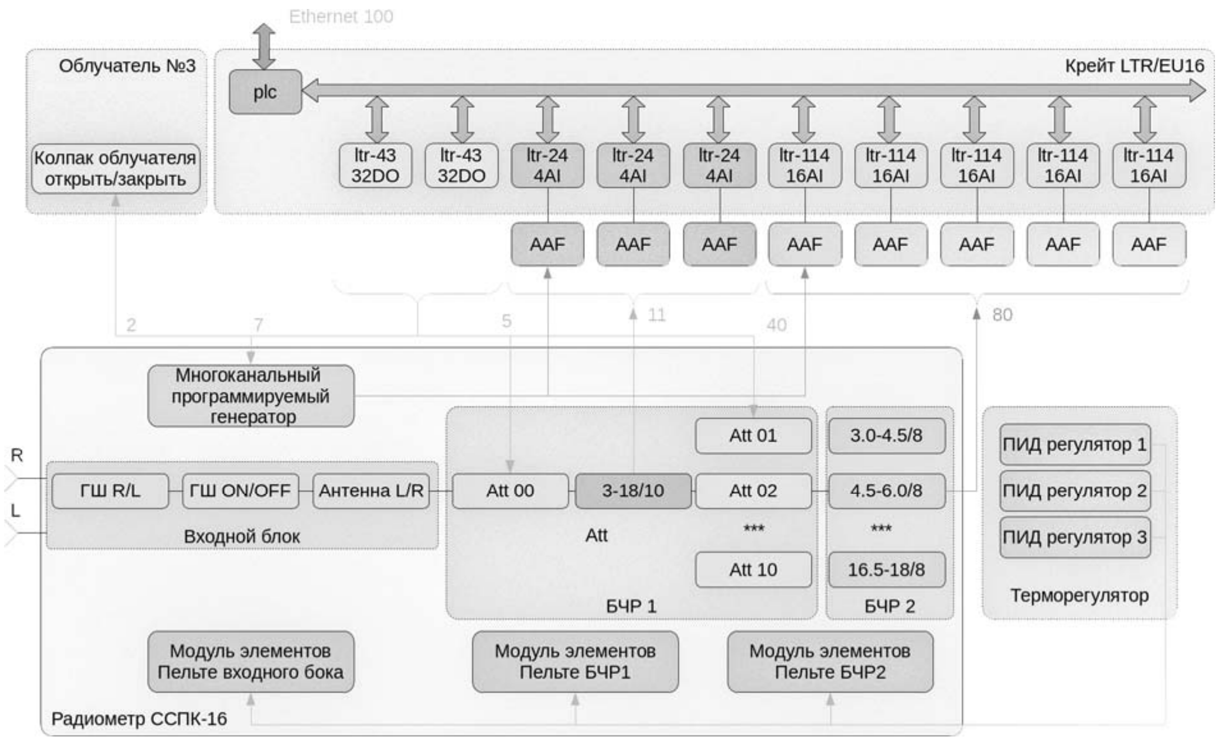


Рис. 1. Солнечный спектрально поляризационный комплекс – ССПК-16. Основные обозначения: ltr-43 – модуль цифрового ввода-вывода и синхронизации, ltr-24 – модуль 4-канального сигма-дельта АЦП с параллельными независимыми каналами, ltr-114 – 24 битовый модуль АЦП с максимальной частотой преобразования 4 кГц с дифференциальным входом с динамической коммутацией до 16-ти каналов, LTR/EU16 – 16-местный 19″ крейт для модулей в формата LTR/EU, AAF – anti-aliasing фильтр Бесселя 4 порядка, Att00 – управляемый 15.5dB СВЧ аттенюатор с шагом 0.5dB, Att01-Att10 – управляемый 15dB СВЧ аттенюатор с шагом 1dB, БЧР1 – блок гетеродинов первого уровня, вход 3–18ГГц, выход 10 каналов по 1.5 ГГц, БЧР2 – блок гетеродинов второго уровня, вход 1.5 ГГц выход 8 каналов по 100 МГц.

Комплекс работает с приемной антенной с совмещённым фазовым центром для левой и правой поляризации, сигнал от которой по двум фидерам поступает на входной блок, рис. 2. Сигнал во входном блоке последовательно коммутируется системой управляемых ключей (1) рис. 2, которые позволяют реализовать следующие режимы измерения: режим переключения L/R, только L, только R, переключение калибровочного генератора шума. Управляемый пятибитовый аттенюатор входного блока обеспечивает 32 варианта ослабления входного широкополосного 3–18 ГГц сигнала, в диапазоне 0–15.5 дБ с шагом 0.5 дБ. Ключи (1) рис. 2, генератор шума, система регистрации должны работать синхронно, для решения этой задачи создан управляемый генератор синхросигналов на платформе контроллера Arduino-nano (ATmega328, 16 МГц, DI/DO – 14, AI – 8, flash ram 32kB ram

2kB), который преобразует сигналы управления от модулей LTR43, рис. 1, в синхронные управляющие последовательности.

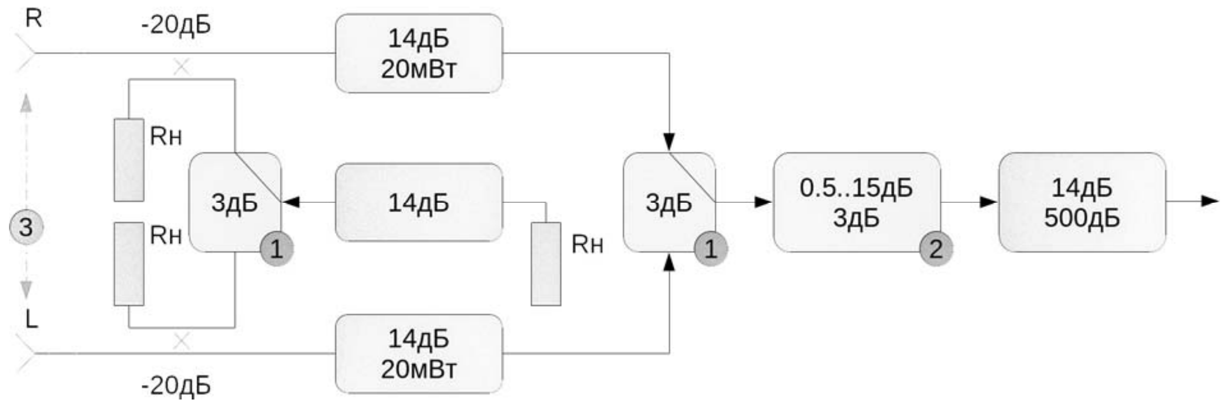


Рис. 2. Схема входного блока. 1 – hmc547lp4(hmc547alc3) широкополосный 0-20GHz СВЧ переключатель, потери > 2 дБ, изоляция между каналами 40 дБ, время переключения 6 нс; 2 – HMC941ALP4 управляемый широкополосный 0.1–33 ГГц 5 битовый аттенюатор, с весами аттенюации 0,5-1-2-4-8 дБ, суммарным коэффициентом 15.5 дБ, коэффициентом искажений во всем диапазоне не боле ± 0.3 дБ; 3 – приёмная синусная антенна с двумя круговыми поляризациями QSPDCP2-18SRA, 2 – 18 ГГц.

Радиометр ССПК-16 реализует двухуровневою архитектуру БЧР1, БЧР2. БЧР 1, рис. 1, состоит из 10 каналов с полосой пропускания 1500 МГц каждый, разбивающих общий диапазон системы от 3 до 18 ГГц на десять полос. БЧР1 оснащён системой вторичных четырех битовых аттенюаторов att1..att10, диапазон подавления сигнала 0–15 дБ, шаг 1 дБ. Система вторичных аттенюаторов позволяет устанавливать индивидуальные коэффициенты передачи для каждой из десяти групп частотных каналов радиометра. БЧР2 обеспечивает 1% частотное разрешением с полосой 100 МГц на канал и числом одновременно работающих каналов 80 в диапазоне 3–18 ГГц. Суммарное количество аналоговых каналов на выходе радиометра ССПК-16 – 90(10 широкополосных 1,5 ГГЦ и 80 узкополосных 100 МГц) с учетом требований режима измерения R/L поляризации суммарное количество информационных каналов системы регистрации ССПК-16 – 180. СВЧ модули БЧР1, 2 размещены в специально спроектированном корпусе, с учетом требований по обеспечению необходимого теплоотвода от функциональных узлов БЧР1, 2, рис. 3.

Основной режим работы радиометра ССПК-16 — режим полной мощности с переключением измеряемого сигнала поляризации, поэтому для решения проблемы температурного дрейфа модулей БЧР1, 2 была решена задача температурной стабилизации системы. Радиометрический комплекс конструктивно разделен на 3 независимых зоны регулирования с индивидуальной обратной связью по температуре, рис.1, 3. Точность регулирования (стабилизации) в точке контроля составляет 0.1 К.

Система сбора построена в конструктиве 16 местного крейта LTR/EU16 производства L-Card [2] и оснащена модулями ввода-вывода LTR43, LTR114, LTR24. Основной поток информации от радиометра

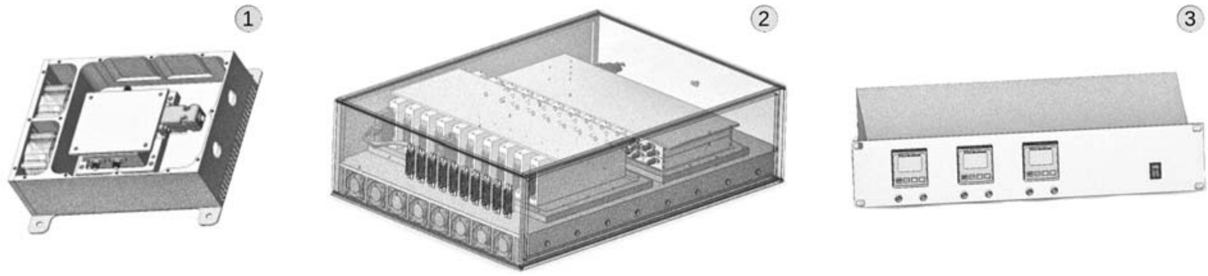


Рис. 3. Виды внешние проекта несущих конструкций радиометрического комплекса ССПК-16. 1 – входной блок предварительного усиления 3–18 ГГц; 2 – корпус БЧР1 и БЧР2, с раздельными зонами термостабилизации; 3 – блок микропроцессорных регуляторов для управления элементами Пельтье.

ССПК-16 принимается модулями LTR114, этот тип был выбран, в первую очередь, из-за хороших технико-экономических характеристик. LTR114 предназначен для прецизионной оцифровки сигналов с частотой АЦП преобразования до 4 кГц и построен на основе одного 24-х битного сигма-дельта АЦП с программируемым 16-канальным коммутатором, в связи с чем модуль не содержит необходимых AAF фильтров. Для устранения этого недостатка был создан набор активных AAF фильтров Бесселя 4-го порядка. AAF фильтры включены в структуру системы сбора, как отдельная функциональная единица, рис. 1. Система сбора ССПК-16 управляется комплексом специально разработанного прикладного программного обеспечения, исполняемого в среде ОС Linux.

С момента запуска и по сегодняшний день посредством программно-технического комплекса ССПК-16 было проведено более 10000 наблюдений в автоматическом режиме. Отметим основные прикладные задачи, которые были решены с внедрением ССПК-16: возможность динамической подстройки коэффициентов подавления сигнала в измерительных каналах системы; увеличение динамического диапазона – регистрация сигналов на уровне предельной чувствительности 0.1 К до регистрации мощных событий соответствующих 10^7 К; реализованы два уровня частотного разделения в полосе 3–18 ГГц – 10% уровень (10 частотных каналов по 1500 МГц) и 1% уровень (80 частотных каналов с полосой 100 МГц); работа в режиме полной мощности как в режиме переключения L/R, так и для одной из поляризаций; высокоточная стабилизация температуры модулей радиометра; работа в различных конфигурациях радиометрического комплекса и их оперативное переключение; работа в полностью автоматическом режиме; применение модульной архитектуры и стандартизированной широкодоступной элементной базы для системы регистрации ССПК-16.

Литература

1. *Богод В.М.* Радиотелескоп РАТАН-600 в 24 цикле солнечной активности. I. Новые возможности и задачи // Астрофизический бюллетень, 2011, том 66, № 2, с. 207–222.
2. Крейтовая система LTR руководство пользователя, http://www.lcard.ru/download/ltr.pdf

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРЫ ФАКЕЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ В УФ-ДИАПАЗОНЕ

Стрекалова П.В.[1], Смирнова В.В.[2], Наговицын Ю.А.[1]
[1]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пгт. Научный, Россия*

IDENTIFICATION OF THE FACULAR FORMATION MAGNETIC STRUCTURE IN UV-RANGE

Strekalova P.V.[1], Smirnova V.V.[2], Nagovitsyn Y.A.[1]
[1]*Central (Pulkovo) Astronomical Observatory Russian Academy of Sciences, Saint Petersburg, Russia*
[2]*Crimean Astrophysical Observatory RAS, Nauchny, Russia*

Based on the SDO/AIA data of the intensity distribution in ultraviolet lines, a detailed study of the structure and localization of facular formation (FF) at different heights of the solar atmosphere was carried out. A comparison is made with the results of reconstructing the magnetic field of the FF at the heights of the chromosphere and corona. The FF's radio emission maps of the temperature distribution at the heights of the upper chromosphere, at frequencies of 17 and 34 GHz, were calculated using the GX Simulator software package [1].

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-257-260

Объектом исследования является факельное образование (ФО) – уединенное, долгоживущее, устойчивое магнитное образование, принадлежащие спокойному Солнцу.

Для обработки было выбрано ФО размером 9″ и средним значением магнитного поля на фотосфере 300 Гс по данным SDO/HMI. Данный объект был отождествлён с уярчениями, наблюдаемыми на картах интенсивности в ультрафиолетовых линиях, по данным SDO/AIA. Список линий и их характеристик приведён в таблице [1]. ФО было заметно на всех картах распределения интенсивности УФ-диапазона. На рисунке 1 для наглядности приведены некоторые карты интенсивности и магнитограмма ФО. Начиная с линии 304 Å, на картах видна яркая область, связанная с магнитной конфигурацией (петлёй), замыкающейся на противоположную полярность.

С помощью программы GX Simulator [2] было восстановлено магнитное поле исследуемого ФО. Данный пакет восстанавливает потенциальное магнитное поле до корональных высот, исходя из фотосферных магнитограмм SDO/HMI. Результат восстановления представлен на рисунке 2. Видно, что магнитное поле ФО имеет открытую конфигурацию, при этом часть магнитных силовых линий замыкается на малые области противоположной полярности и образуют петли, видимые на УФ-картах.

Таблица [1].

Table A1: AIA wavelength bands.

Channel name	Primary ion(s)	Region of atmosphere*	Char. log(T)
white light	continuum	photosphere	3.7
1700Å	continuum	temperature minimum, photosphere	3.7
304Å**	He II	chromosphere, transition region	4.7
1600Å**	C IV+cont.	transition region + upper photosphere	5.0
171Å**	Fe IX	quiet corona, upper transition region	5.8
193Å**	Fe XII, XXIV	corona and hot flare plasma	6.1, 7.3
211Å**	Fe XIV	active-region corona	6.3
335Å**	Fe XVI	active-region corona	6.4
94Å**	Fe XVIII	flaring regions (partial readout possible)	6.8
131Å**	Fe VIII, XX, XXIII	flaring regions (partial readout possible)	5.6, 7.0, 7.2

* Absorption allows imaging of chromospheric material within the corona; ** in baseline program

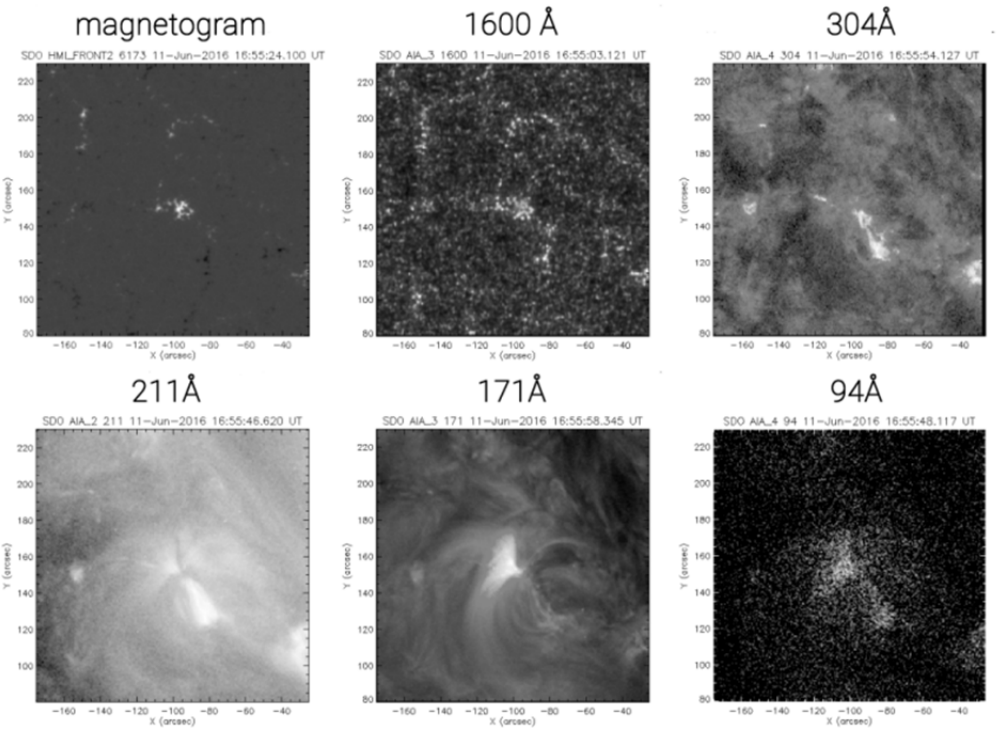


Рис. 1.

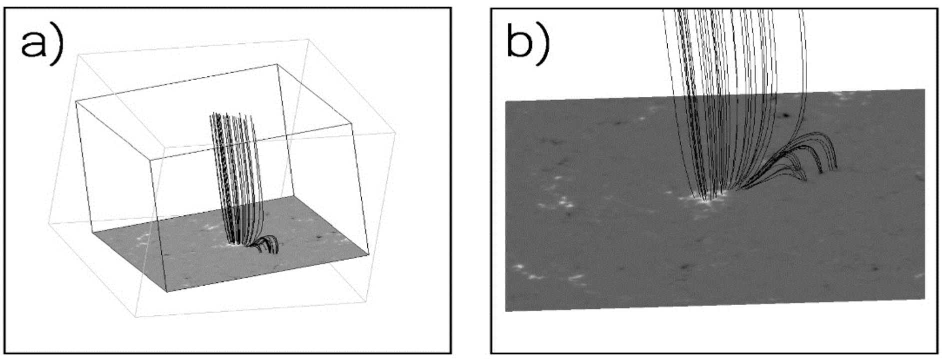


Рис. 2.

Восстановленная магнитная структура ФО хорошо согласуется с наблюдениями в УФ-диапазоне, где отчётливо видно замкнутые магнитные петли. Рост интенсивности излучения в этих замкнутых петлях может быть интерпретирован по аналогии с моделью трёх потоков, предложенной в работе [3] для солнечных пятен. В соответствие с данной моделью, поток магнитного поля делится на 2 части (рисунок 3, слева): поток F1, уходящий наверх в корону, и поток F2, замыкающийся на фотосферу. Внешнее по отношению к ФО магнитное поле (поток F3), обычно имеет ту же полярность, но значительно слабее по напряженности. В точках соприкосновения внешнего и замкнутого магнитного потока, возникает сепаратрисная поверхность (отмечена пунктиром), на которой встречаются поля противоположной полярности. Там формируются токовые слои, в которых нагревается плазма.

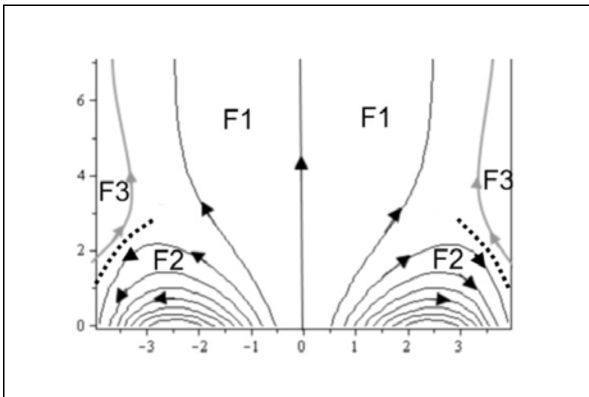


Рис. 3 [3] .

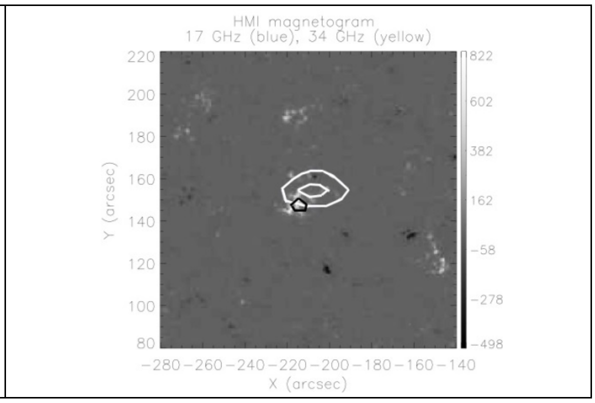


Рис. 4.

На рисунке 4 представлена магнитограмма ФО, где контурами показано положение радиоисточника (радиогелиограф Nobeyama) на частотах 17 ГГц и 34 ГГц (белая и чёрная линии соответственно). Положение радиоисточника на частоте 34 ГГц совпадает с положением ФО. Источник на 17 ГГц сдвинут на ~30″ относительно центра ФО и связан, скорее всего, с наблюдаемой петельной структурой. Максимальная яркостная температура источника, по наблюдениям на 17 ГГц составила $\sim1{,}4\times10^4$ K, на 34 ГГц $\sim1{,}8\times10^4$ K.

Для численного расчета температуры радиоисточника над ФО, использовалась модель атмосферы, предложенная в работе [4] в предположении, что излучение ФО имеет тепловую природу (free-free). Расчет производился в программе GX Simulator. В результате моделирования, были получены карты распределения яркостной температуры на частотах 17 и 34 ГГц, которые представлены на рисунке 5.

Значения максимальной температуры ФО, полученные из моделирования, завышены относительно наблюдаемых из-за разного пространственного разрешения модельных карт (2″) и карт распределения интенсивности, полученных из наблюдений (17 ГГц – 10″ и 34 ГГц – 5″).

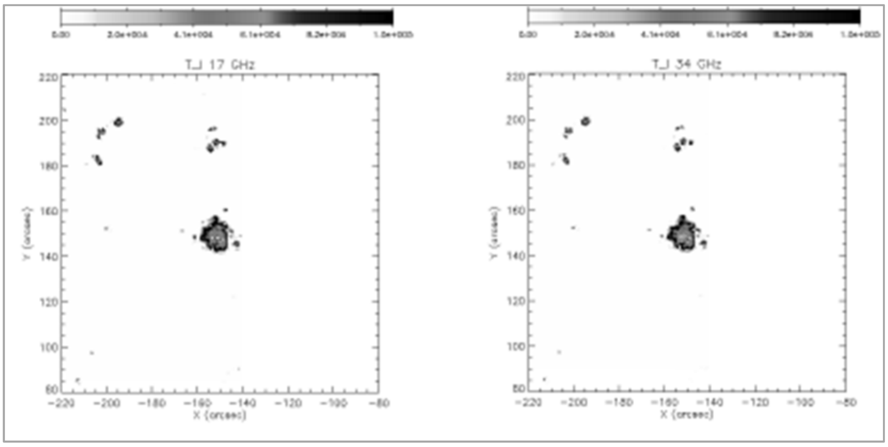


Рис. 5.

Работа выполнена при поддержке гранта 19-02-00088 А и гранта РФФИ (N 20-52-26006).

Литература

1. *Lemen J.R., Title A.M., Akin D.J. et al.* The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO) // Solar Phys. 2012. V.275. №17. P.17-40.
2. *Nita G.M., Fleishman G.D., Gary D.E.* GS-3D Simulator: An Interactive IDL Widget Tool for Simulating Spatially Resolved Gyrosynchrotron Spectra Emitted by Solar Radio Bursts // Bul. of the Amer. Astron. Soc., V. 41, P.839.
3. *Solov'ev, A.A., Kirichek E.A.* Analytical Model of an Asymmetric Sunspot with a Steady Plasma Flow in its Penumbra // Sol. Phys., V. 291, Is. 6, P.1647-1663
4. *Fontenla J.M., Curdt W., Haberreiter M., et al.* Semiempirical Models of the Solar Atmosphere. III. Set of Non-LTE Models for Far-Ultraviolet/Extreme-Ultraviolet Irradiance Computation // The Astrophys. J., 2009, V. 707, Is.1, P. 482-502.

ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНЫЕ ВСПЫШКИ X5.4 И X1.3 7 МАРТА 2012 И СОПРОВОЖДАВШИЕ ИХ КОРОНАЛЬНЫЕ ВЫБРОСЫ МАССЫ

Струминский А.Б.[1], Григорьева И.Ю.[2]
[1]*Институт космических исследований РАН, Москва, Россия*
[2]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

CONSEQUENT FLARES X5.4 AND X1.3 ON MARCH 7, 2012 AND CORONAL MASS EJECTIONS ACCOMPANIED THEM

Struminsky A.B.[1], Grigoryeva I.Yu.[2]
[1]*Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia*
[2]*Main Astronomical (Pulkovo) Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia*

The absence at the current moment (October 25, 2021) of new powerful solar flares allows us to once again draw attention to the significant events of the past 24th solar cycle. These certainly include a pair of X5.4 and X1.3 flares on March 7, 2012, which occurred in the same active region with a delay of about one hour. They were accompanied by prolonged (more than 18 hours) >100 MeV γ-radiation. Each of this pair was accompanied by its own fast coronal mass ejection (CME) >1800 km/s. The X1.3 flare is notable for small changes in the intensity of soft X-ray radiation (SXR), temperature and emission measure of the emitting plasma, despite the intensity of the hard X-ray radiation (HXR) at maximum comparable to that in the flare X5.4. An analysis of the observations shows: 1) the larger X-ray class X5.4 of the first flare is associated with chromospheric evaporation into low coronal loops; 2) the absence of the observed chromospheric evaporation in the second flare X1.3 can be explained by the presence of only high coronal loops left after the first flare; 3) in both flares, the main acceleration of the CME occurred up to the maxima of the HXR bursts; 4) in both flares, relativistic electrons and protons were accelerated stochastically at the post-eruptive phase.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-261-264

В течение одного часа 7 марта 2012 в активной области AR11429 с координатами N16E30 произошли две яркие эруптивные вспышки X-класса. Они сопровождались γ-излучением >100 МэВ с рекордной длительностью (>16 часов), которое было зарегистрировано телескопом LAT/FermiGRO [1]. Первая вспышка X5.4 началась в 00:02 UT и достигла максимума интенсивности в 00:24 UT, вторая началась на фоне спада предыдущей в 01:05 UT и достигла максимума X1.3 (M7.0 после вычитания фона [2]) через 9 минут. Вспышки продолжались ~38 и ~18 минут, соответственно. Согласно информации в [2], сопровождавшие их КВМ достигли средних скоростей ~2700 и ~1800 км/с, начав ускорение за несколько минут до пиков HXR излучения, на ~17 и ~8 мин раньше радиоизлучения II типа. Информация о жестком рентгеновском излучении (HXR) излучении за время этих вспышек доступна только с борта КА INTEGRAL [3], так как КА RHESSI не наблюдал Солнце в это время.

В работе [4] было замечено, что пара вспышек 7 марта 2012 своим соотношением между наблюдаемыми максимальными интенсивностями SXR (X5.4 и X1.3) и сопоставимыми по величине максимумами в HXR излучении (Anti-Coincedence Shield of the Spectrometer on INTEGRAL-ACS SPI) напоминают явление «BOT – burst on tail» [5]. Это свидетельствует о взаимодействии ускоренных электронов в «BOT» в новых физических условиях. Согласно интерпретации [5], на фазе SXR спада длительной вспышки 26 октября 2003 «хромосферное испарение» происходило в значительно более высокие петли, чем в импульсной фазе. Ускорялись ли протоны в «BOT» непонятно, ввиду отсутствия наблюдения γ-излучения.

Здесь мы хотим понять, в чем состоят возможные сходства и различия вспышек и КВМ 7 марта 2012 между собой. Также интересно провести сравнение с наблюдениями вспышки X2.8 и КВМ 13 мая 2013 [2, 6]. В работе [6] были получены новые и неожиданные результаты по кинематике КВМ и его связи с нетепловым излучением этой солнечной вспышке. Впервые было показано, что КВМ был ускорен в двух различных фазах: импульсной, с максимальной величиной ускорения ~5 км/с^2, и длительной, с величиной ускорения до 0.7 км/с^2. Две фазы ускорения КВМ соответствовали двум эпизодам выделения энергии: 1) обычной эрупции магнитного волокна, 2) постэруптивному энерговыделению в петлях большого масштаба и ускорению частиц, генерирующих нетепловое рентгеновское и γ-излучение [2]. Вспышка X2.8 13 мая 2013 года также сопровождалась γ-излучением >100 МэВ [2]. Сравнение, проводимое в данной работе, позволит понять, применимы ли выводы [6] для вспышек и КВМ 7 марта 2012.

Мы рассматриваем три события в единой шкале времени (рис. 1A) относительно выбранного нуля: 1) 00:11 UT для X5.4 7 марта 2012; 2) 01:05 UT – начало вспышки X1.3 7 марта 2012; 3) 15:51 UT 13 мая 2013 – начало радиоизлучения на 15.4 ГГц (RSTN). При таком выборе нуля во всех трех событиях вблизи 0 мин начинается рост HXR излучения (>150 кэВ) - темпа счета ACS SPI, ускорение КВМ должно было начаться между 0 и (+5) мин согласно линейной аппроксимации (рис. 1A). Отметим, что максимальные интенсивности и времена максимумов HXR излучения в трех событиях близки (рис. 1A). Тонкая серая штриховая линия – темп счета ACS SPI во второй вспышке 7 марта 2012 относительно фона перед первой, тонкая серая сплошная – относительно собственного фона. Аналогично [7] мы рассматриваем временные зависимости производных температуры $dT(t)/dt$ и меры эмиссии $dEM(t)/dt$ вспышечной плазмы (рис. 1B-D), которые позволяют судить о нагреве вспышечной плазмы, о «хромосферном испарении» и его влиянии на развитие вспышек и КВМ.

Для восстановления положения КВМ до его первого появления в поле зрения коронографа LASCO C2 (1.5–6 R_s) мы применяем метод сшивки предполагаемого равноускоренного и наблюдаемого равномерного движения [7]. Мы не применяем этот метод для КВМ после вспышки X1.3, который наблюдался только LASCO C3 (3.7–30 R_s).

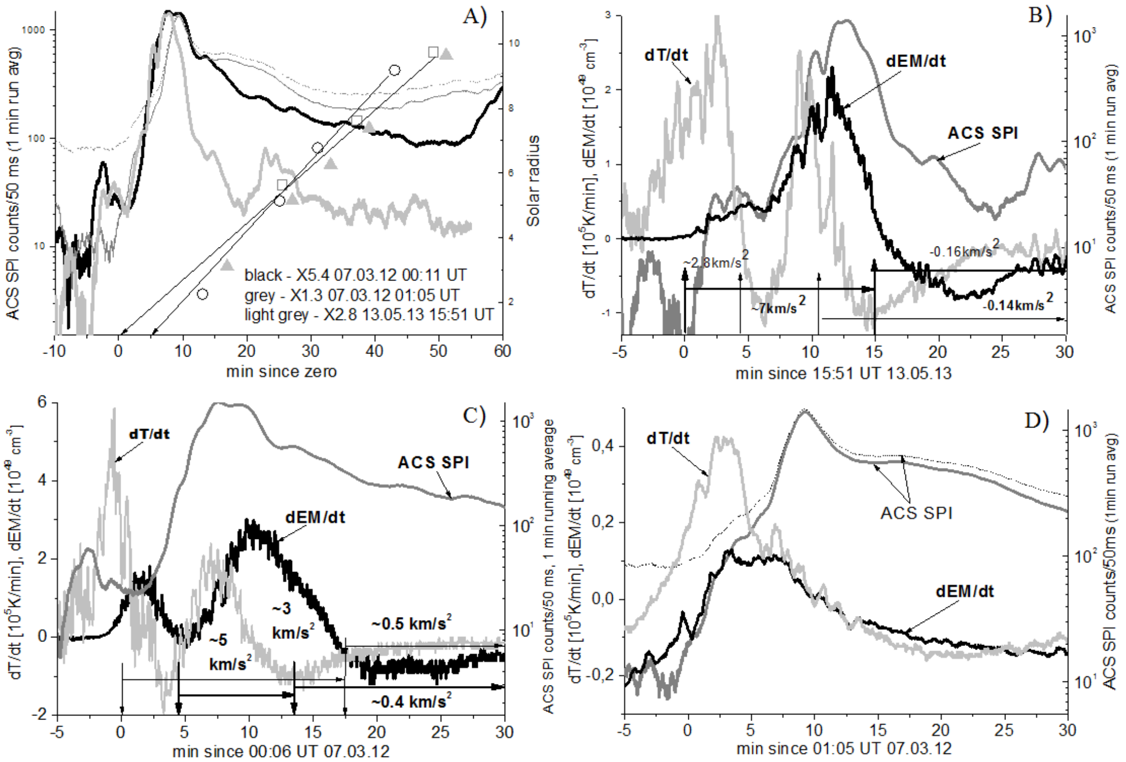


Рис. 1.

Предположим, что КВМ двигается из положения $R_0 = 1.25R_S$ в момент t_0 с начальной скоростью $V_0 = 0$ и ускорением $a = const$ до момента t. После момента t КВМ двигается со скоростью $V = const$, которая известна из наблюдений коронографа LASCO. Так как $R = A + Bt$, $V_{12} = B$, $a_1 = B/(t–t_0)$, то из условия сшивки равноускоренного и равномерного движений находим $t = (2R_0–2A–Bt_0)/B$. Результаты вычислений представлены ниже.

Таблица.

Дата, время	t0 с	A км	B км/с	t с	a_1 км/с^2	t_3 с	V_{23} км/с	a_2 км/с^2	V_{20Rs} км/с
07.03.12 00:11 UT	0	-705556	2988	1054	2.8	1865	3394	0.5	2594
	240			814	5.2			0.4	
13.05.13 15:51 UT	0	-237758	2484	892	2.8	1985	2288	-0.16	1723
	270			622	7			-0.14	

Нижние индексы при V обозначают, какие последовательные положения КВМ были использованы для линейной экстраполяции – (первое и второе (1 и 2), или второе и третье (2 и 3)). Мы видим, что $V_{23}>V_{12}$ в X5.4 7 марта 2012 и КВМ ускорялся, но $V_{23}<V_{12}$ в X2.8 13 мая 2013 и КВМ замедлялся, вблизи третьего положение. Оценка величины ускорения между моментами $\boldsymbol{t}$ и t_3 будет $a_2 = (V_{23} – V_{12})/(t_3–t)<a_1$. Так как $a_2 < g_s = 274$м/с^2, то на КВМ продолжали действовать силы помимо гравитационной. В Таблице приведена величина скорости КВМ на $20R_s$, взятая из каталога LASCO. В обоих случаях $V_{20Rs} < V_{23}$, т.е. КВМ тормозились по мере распространения до $20R_s$.

Мы протестировали метод сшивки [7] на наблюдениях [6] и делаем вывод, что он работает. Метод [7] можно применять в отсутствии или при неблагоприятных условиях наблюдений в нижней короне, например, как это было в случае события X5.4 7 марта 2012 (E27). Так как ускорение КВМ не коррелирует с интенсивностью HXR и SXR излучения, а средние скорости КВМ после вспышек X1.3 7 марта 2012 и X2.8 13 мая 2013 практически совпадают ~1800 км/с, то сценарии ускорения КВМ, вероятно, были одинаковы. Наибольшая итоговая скорость КВМ X5.4 7 марта 2012 связана с величиной и длительностью ускорения в постепенной фазе. В трех рассмотренных вспышках связанные с ними КВМ ускорялись в двух фазах «импульсной» и «постепенной».

Вспышка X1.3 7 марта 2012 выделяется своими низкими значениями производных температуры $dT(t)/dt$ и меры эмиссии $dEM(t)/dt$, которые примерно на порядок меньше, чем в двух других событиях (рис. 1B-D). Меньший рентгеновский балл второй вспышки X1.3 связан с отсутствием эффектов «хромосферного испарения» (заполнялись только высокие корональные петли, оставшиеся от предыдущей вспышки) – «проточный плазмотрон». Вспышка X5.4 7 марта 2012 началась с фазы нагрева со слабым «хромосферным испарением», больший рентгеновский балл связан с наличием низких петель и выраженного «хромосферного испарения» в них (аналогично во вспышке X2.8 13 марта 2013). Мы согласны с выводом [1], что протоны, генерировавшие длительное γ-излучение >100 МэВ (FermiLAT), непрерывно ускорялись в короне на постэруптивной фазе вспышек.

Литература

1. *Ajello M., Albert A., Allafort, A. et al.* // ApJ. 2014. V. 789. no 1. id 20.
2. *Share G. H., Murphy R. J., White S. M. et al.* //Ap J. 2018. V. 869:182 (55pp).
3. *Zhang X.L., Gruber D., Kiener J., & von Kienen A.* // Proc. of -9th INTEGRAL Workshop and Celebration of the 10th Anniversary of the Launch. 2012. 139.
4. *Struminsky A. and Gan W* // J. Phys.: Conf. Ser. 2015. 632 012081.
5. *Zimovets I.V. and Struminsky A.B.* // Sol. Phys. 2012. V. 281. No 2. P.749.
6. *Gou T., Veronig A.M., Liu R., et al.* // ApJ. 2020. V. 897: 136.
7. *Струминский А.Б., Григорьева И.Ю., Логачев Ю.И., Садовский А.М.* // Геомаг. и аэрономия, 2021, т. 61, №5 (в печати).

МОДЕРНИЗАЦИЯ КАТАЛОГА ГОРЯЧИХ СТРУЙ И ПЕРСПЕКТИВЫ ЕГО РАЗВИТИЯ

Ступишин А.Г.[1], Анфиногентов С.А.[2], Шендрик А.В.[3], Кальтман Т.И.[3]
[1]Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия
[2]Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия
[3]Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

MODERNIZATION OF THE HOT JETS CATALOGUE AND THE PROSPECTS FOR ITS DEVELOPMENT

Stupishin A.G.[1], Anfinogentov S.A.[2], Shendrik A.V.[3], Kaltman T.I.[3]
[1]St Petersburg University, St. Petersburg, Russia
[2]Institute of solar-terrestrial physics SB RAS, Irkutsk, Russia
[3]SAO RAS, St. Petersburg, Russia

The Catalog of hot solar jets created in the last three years (https://prognoz2.sao.ru/coronal-jets-catalog) has undergone significant reprocessing. Previously, the data was presented in a table, now the Catalogue is organized in the form of a database with a convenient web interface, useful for searching and working with information for all interested users. The jet search algorithm has also been significantly improved: events are distinguished by the sequences of the traveling difference in the extreme ultraviolet range in the three-dimensional space "coordinates-time" using methods of mathematical morphology. The events in the catalogue are recalculated by an updated algorithm, the results in the form of found details (individual jets) are presented in the form of animations together with the found parameters of the jet (duration, coordinates, geometric characteristics, etc.). The report shows the organization of the database, the type of web interface, examples of constructed images, including found jets and accompanying information (data from radio observations on various instruments, extrapolations of magnetic fields into the corona, etc.).

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-265-268

1. Введение

В данной работе представлена текущая реализация Каталога горячих (более 0.5 миллиона К) струйных и подобным им течений, с основными их характеристиками и с сопровождающей информацией о явлении.

2. Основные изменения в составе и структуре Каталога

Создаваемый в последние три года Каталог горячих солнечных струй [1] (https://solar.sao.ru/coronal-jets-catalog) подвергся существенной переработке. Первоначальный вариант в виде таблицы Excel содержит список событий с первичными параметрами (из базы Heliophysics Events Knowledge base), ссылки на данные наблюдений SDO/AIA, радиотелескопов RATAN-600, SRH, NoRH, некоторые кубы данных восстановленных магнитных полей и др.), а также ссылки на списки связанных с этим событием проявлений солнечной активности.

Теперь Каталог организован в виде базы данных с удобным веб-интерфейсом, ориентированным на поиск и работу с информацией для всех заинтересованных пользователей. Также был значительно улучшен алгоритм поиска струй [2]: события выделяются по последовательностям бегущей разности в крайнем ультрафиолетовом диапазоне в трехмерном пространстве «координаты–время» с помощью методов математической морфологии. События в каталоге пересчитаны обновленным алгоритмом, результаты в виде найденных деталей (отдельных струй) представлены в виде анимаций вместе с найденными параметрами струи (длительность, координаты, геометрические характеристики, оценка скорости и др.).

2.1. Организация каталога как базы данных

Каталог реализован в виде реляционной базы данных (MySQL). На рис. 1, 2 и в табл.1, 2 показана организация базы данных (БД), а на рис.3 – вид веб-интерфейса.

Рис. 1. Логическая иерархия БД

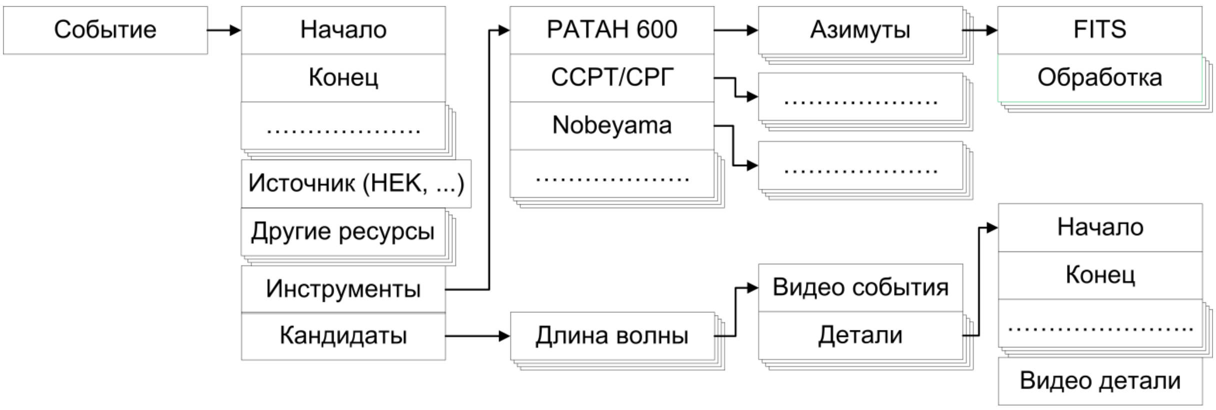


Рис. 2. Структура таблиц и связей БД

Для большего удобства пользования Каталогом планируется создание страниц отдельных событий с контекстной информацией о сопутствующих явлениях и наблюдениях в различных диапазонах, включая инструменты РАТАН-600, СРГ, NoRH, проект такой страницы показан на рис. 4.

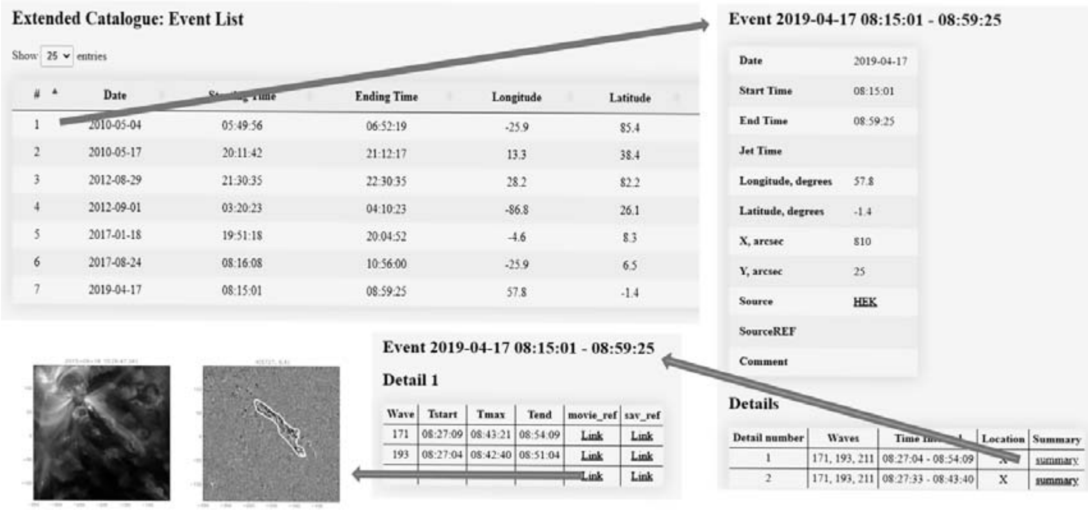


Рис. 3. Вид веб-интерфейса и основная схема навигации

Таблица 1. Главная таблица событий.

Name	Type	Comment
UID	uint32	Уникальный ID записи
Tstart	string (time)	Время начала
Comment	string	Комментарий (если есть - на странице события)
Tend	string (time)	Время конца
Tref	string (time)	Время макс. или референсного момента (если есть)
Xarc	Double	X-координата (арксек)
Yarc	Double	Y-координата (арксек)
Lat	Double	Гелиоширота / ближайшая точка на диске
Lon	Double	Гелиодолгота / ближайшая точка на диске
Source	String	Источник (HEK, …)
SourceREF	hyperref/local path	Источник события (если есть)

Таблица 2. Таблица с параметрами деталей, заполняемая алгоритмом поиска.

Name	Type	Comment
UID	uint32	Уникальный ID записи
Waves_UID	uint32	ID записи в Waves
NDet	uint	Номер детали в событии
Comment	String	Комментарий (если есть - на странице детали?)
Tstart	string (time)	Время начала
Tmax	string (time)	Время максимума (макс. количества пикселей)
Tend	string (time)	Время конца
CardMax	uint	Макс. количество пикселей
AspJet	double	Вытянутость события в целом
AspMax	double	Максимальная вытянутость
TotalLength	double	Длина струи в целом
AvWidth	double	Оценка ширины струи
Speed	double	Оценка скорости
XFrom, XTo, YFrom, YTo	double	4 поля – координаты ограничивающего прямоугольника
MovieREF	local path	Видео детали
PictREF	local path	Ссылка на каталог с картинками
FitsREF	local path	Ссылка на каталог со скачанными fits
SAVREF	local path	SAV-файл с найденными пикселями (как сейчас)

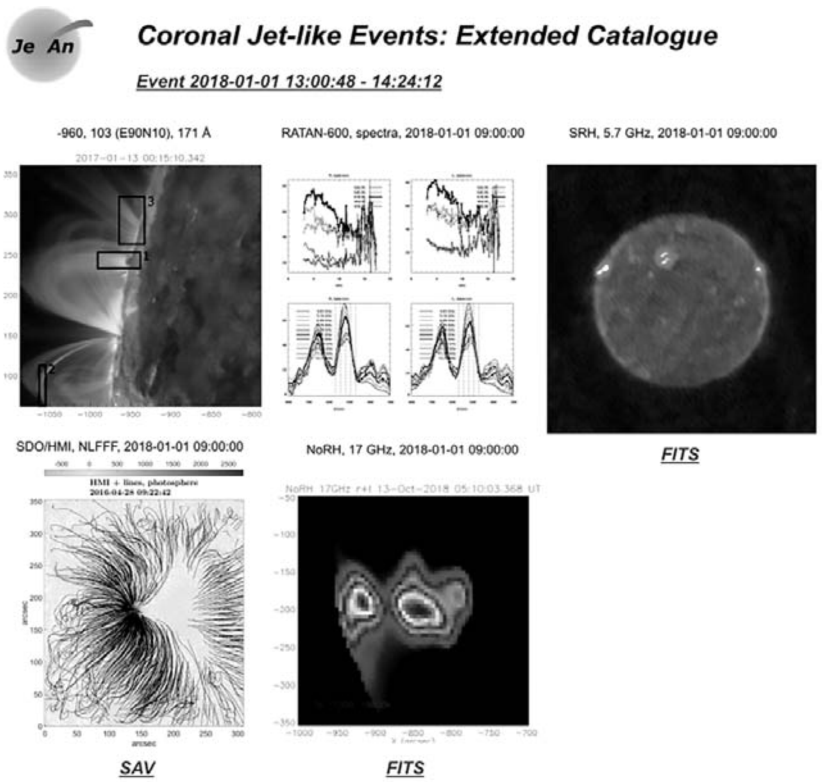


Рис. 4. Проект страницы отдельного события

Выводы

Проведена модернизация Каталога горячих солнечных струй (https://solar.sao.ru/coronal-jets-catalog). Разработана структура базы данных (БД) для хранения полученной информации, БД создана и заполнена основным содержанием. Разработан и в основном реализован веб-интерфейс к БД, позволяющий эффективно работать с полученной информацией. В каталоге представлены наблюдения за 2010–2020 гг. Данные о параметрах струй получены из наблюдений SDO/AIA усовершенствованным алгоритмом поиска, основанном на трехмерной математической морфологии. Примеры использования данных Каталога: для диагностики плазменных струй – [3], исследование активных областей, в которых эволюционировали струи – [4].

Работа поддержана грантом РФФИ 18-29-21016.

Литература

1. *Кальтман Т.И. и др.* Горячие струи в короне солнца: составление каталога по многоинструментальным наблюдениям // Geomagnetism and Aeronomy, в печати.
2. *Ступишин А.Г., Анфиногентов С.А., Кальтман Т.И.* О методике выделения струй в однородных временных сериях изображений солнца // Geomagnetism and Aeronomy, в печати.
3. *Anfinogentov et al.* Diagnostics of plasma jets in the Solar corona // Solar-Terrestrial Physics, vol. 7, issue 2, pp. 3-10.
4. *Кальтман и др.* Горячие струи в магнитных полях Солнечных активных областей, *настоящий сборник.*

СРАВНЕНИЕ ПЛОЩАДЕЙ ИЗМЕРЕННЫХ И ВЫЧИСЛЕННЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ДЫР

Тлатов А.Г.[1], Березин И.А.[1], Илларионов Е.А.[2]
[1]Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия
[2]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

COMPARISON OF THE AREAS OF MEASURED AND CALCULATED CORONAL HOLES

Tlatov A.G.[1], Berezin I.A.[1], Illarionov E.A.[2]
[1]Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory, Russia
[2]Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

A catalog properties of coronal holes (CH) has been created based on SDO/AIA 193Å observations for both daily images and synoptic maps. The method of calibration of the initial daily images is applied for the catalog. The method of cultivation with a limited growth rate is applied. According to the daily CH data, a catalog of synoptic CH maps has been created. Long-term changes in the area of CH reconstructed from observations in the UV range of SOHO/EIT 195Å and the area of open magnetic flux areas calculated from observations of various magnetographs (WSO, GONG, SOLIS, HMI, STOP) have been studied. We found that the open flux showed similar values with CH measurement data from observations.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-269-272

Введение

Корональные дыры (КД) представляют собой крупномасштабные долгоживущие структуры на Солнце, возникающие в униполярных областях с открытой конфигурацией магнитных силовых линий и наблюдаемые в крайнем ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах как участки с пониженной яркостью. Корональные дыры могут существовать на протяжении нескольких оборотов Солнца, что приводит к формированию рекуррентных потоков солнечного ветра.

В последнее время было предпринято несколько попыток автоматизировать идентификацию CH с использованием различных методов, например [1–3]. Автоматическое обнаружение КД путем установления порогового значения интенсивности с использованием одной длины волны усложняется наличием темных областей спокойного Солнца, волокон и переходных затемнений, которые имеют такой же диапазон интенсивностей, как и КД.

Целью данной работы является исследование долговременных изменений КД, являющихся источниками высокоскоростного солнечного ветра, и их связи с повторяемостью магнитных бурь с постепенным началом.

Метод выделения КД

Для выделения КД в данном исследовании мы использовали fits изображения SDO/AIA193Å, взятые каждый день в период 2010–2021 гг., взятые на 10:00UT. Первоначально мы сжимали размер изображения с 4096×4096 пикселей в 4 раза. Для калибровки мы вычисляли максимум распределения интенсивности в центре диска I_{disk}, $R<0.8 \cdot R_{\Theta}$, и короне I_{cor} Солнца на расстоянии $R<1.28 \cdot R_{\Theta}$. Затем для всех точек изображения мы вычисляли новую интенсивность $I_n = log10((I_{old} - I_{cor})/(I_{disk} - I_{cor}) \cdot I_{disk} \cdot 100)$. Для полученных интенсивностей мы строили и запоминали изображения в формате jpg, по которым в дальнейшем проводили выделения КД. Далее мы применяем процедуру выращивания. В дальнейшем этот алгоритм будем называть KMAS.

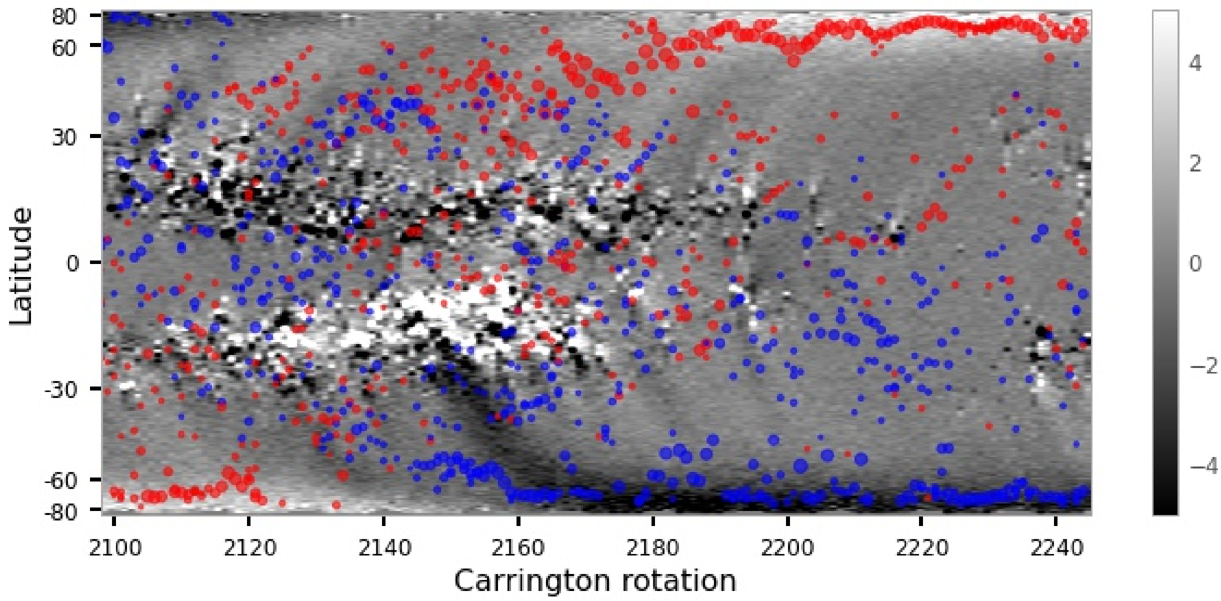


Рис. 1. Широтно-временная диаграмма распределения центров корональных дыр. Цветом показана полярность магнитного поля КД. КД наложены на магнитные поля, полученные с телескопа SDO/HMI.

Сопоставление измеренных и рассчитанных КД

Мы выполнили расчеты площадей открытых областей магнитного поля по данным 5-ти магнитографов: WSO, SOLIS, HMI, GONG и STOP. Магнитограф STOP, единственный среди них магнитограф полного диска Солнца вне США. Магнитограф STOP выполняет регулярные наблюдения магнитного поля в линии 6302Å. Для вычисления областей открытого магнитного потока мы использовали PFSS метод, применяемый в системе прогнозирования параметров солнечного ветра Кисловодской астрономической станции (KMAS) [4]. Карты представлены на сайте: http://solarstation.ru/.

На рис. 2 представлено сравнение площадей измеренных КД, представленных на синоптических картах с площадью областей открытого магнитного потока, вычисленного по данным магнитографов.

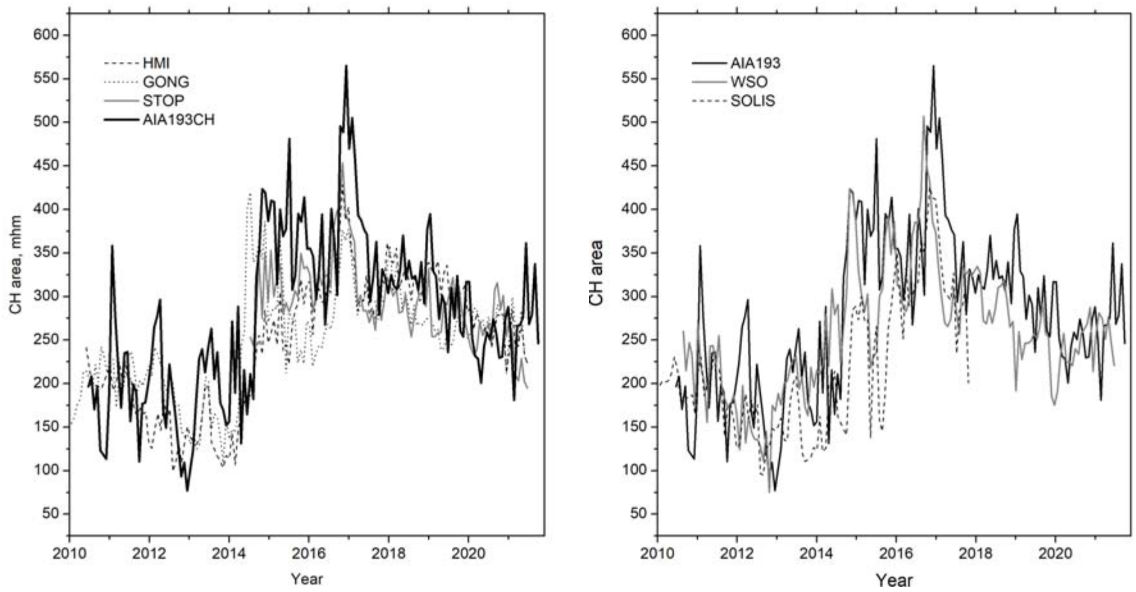


Рис. 2. Сравнение площадей измеренных КД на синоптических катах по данным наблюдений SDO/AIA 193Å (черная линия) с площадями рассчитанных областей открытого магнитного потока по данным различных наблюдений. Площадь выражена в единицах мдп.

В целом существует хорошее согласие между рассчитанными и измеренными площадями КД. Можно отметить, что период 2014–2015 года наблюдался скачкообразный рост площади КД фактически в 2 раза. Этот рост проявляется и по данным расчетов.

Формирование синоптических карт корональных дыр имеет большое практическое значение для исследований космической погоды. Как правило, для формирования синоптических карт КД используют метод выделения КД на уже собранных синоптических картах интенсивности. Другой подход состоит в том, чтобы включить компиляцию границ КД, обнаруженных на ежедневных картах. Такой подход позволяет избежать калибровки изображений отдельных дней наблюдений для сборки синоптической карты интенсивности. В данной работе мы применили метод компиляции КД на синоптической карте с ежедневных данных. Таким образом, мы реконструировали синоптические карты по данным наблюдений SDO/AIA193Å для оборотов 2096–2245.

Недавние исследования показали, что открытый магнитный поток, идентифицированный в КД, недооценивает открытый магнитный поток в гелиосфере, полученный из измерений на месте, в два или более раз, что называется «проблемой открытого потока» [3, 5, 6]. На рис. 3 представлено сравнение рассчитанного потока магнитного поля, вычисленного из площадей КД нашего каталога, с изменениями величины межпланетного магнитного поля по данным каталога OMNI2. Можно отметить, что в период 2010–2016 гг. совпадение достаточно хорошее. В частности, в обоих типах данных прослеживается резкий рост в 2014–2015 гг. Но после 2016 года поток измеренного ММП падает гораздо более быстрыми темпами. Возможно, различие связано с неправильной корректировкой полярного магнитного поля на фотосфере.

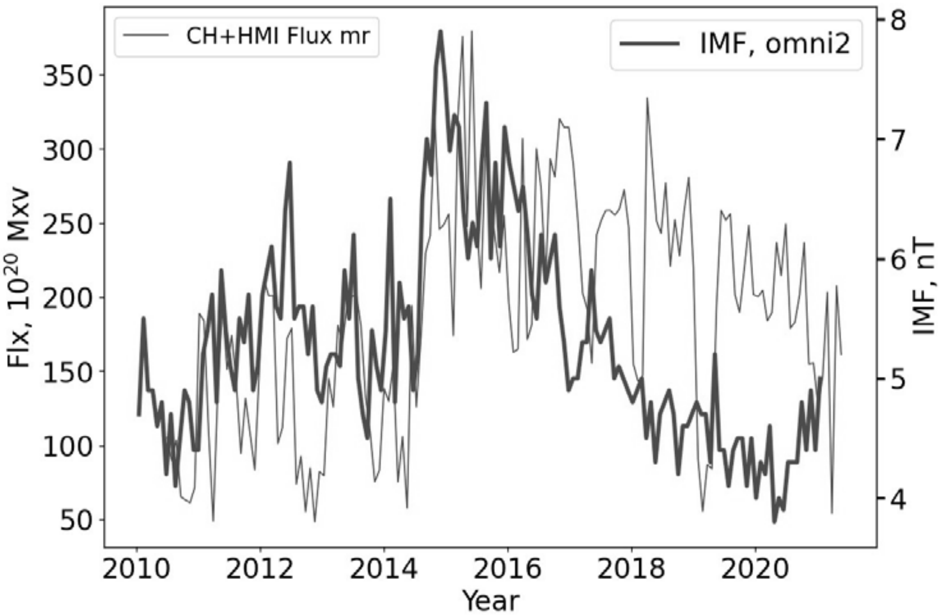


Рис. 3. Сравнение магнитного потока, вычисленного на фотосфере из данных каталога КД с величиной ММП по данным OMNI2.

Выводы

Создан новый каталог свойств КД по данным наблюдений SDO/AIA 193Å как для ежедневных изображений, так и для синоптических карт. Данные площадей КД на синоптических картах показали хорошее соответствие с рассчитанными площадями областей открытого магнитного потока. Каталог КД представлен на сайте https://observethesun.ru/.

Литература

1. *Caplan, R.M., Downs, C., & Linker, J.A.* // ApJ, 2016, 823, 53.
2. *Illarionov, E.A., Tlatov, A.G.* // MNRAS, 2018, 481, p.5014-5021.
3. *Linker J.A., Heinemann S.G., Temmer M. et al.* // ApJ, 2021, 918:21 (18 pp).
4. *Tlatov, A.G., Dormidontov, D.V., Kirpichev, R.V. at al.* // G&A, 2015, 55, pp.969-975.
5. *Lowder, C., Qiu, J., & Leamon, R.* // SoPh, 2017, 292, 18.
6. *Wallace, S., Arge, C.N., Pattichis, M., et al.* // SoPh, 2019, 294, 19.

ИЗМЕНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ЧИСЛА ПОР В ЦИКЛАХ АКТИВНОСТИ

Тлатова К.А.[1], Васильева В.В.[1], Березин И.А.[1], Илларионов Е.А.[2], Тлатов А.Г.[1]

[1]*Кисловодская Горная астрономическая станция ГАО РАН, Кисловодск, Россия*
[2]*Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия*

CHANGE IN THE RELATIVE NUMBER OF PORES IN SOLAR ACTIVITY CYCLES

Tlatova K.A.[1], Vasil'eva V.V.[1], Berezin I.A.[1], Illarionov E.A.[2], Tlatov A.G.[1]

[1]*Kislovodsk mountain astronomical station of the Pulkovo observatory, Russia*
[2]*Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

In this paper, we performed an analysis of the relative number of groups in cycles 21–24 based on the digitization of observations of Locarno Observatory spots (Locarno, Switzerland). In the Zurich Classification of sunspot groups, there are classes from A to J. The classes correspond to the process of development and decay of groups of sunspots. Groups of class A and B correspond to single pairs or a small cluster of them (class A) and a bipolar group (class B). The relative number of groups (A+B) is of great importance for the reconstruction of solar indices. We found significant variations in the relative number of spots of groups (A+B) in the activity cycles. If in the minima of activity the relative number of groups (A+B) is 45-50%, then in the maxima of the activity cycle there is a decrease to 25–30%.

In the original index of spots R, proposed by R. Wolf, pores were not taken into account, and the set of nuclei united by one penumbra was considered as one spot. After 1893, at the suggestion of A. Wolfer, the method of calculating the index of sunspots changed. The pores and all the individual nuclei in the spots began to be taken into account, this index is denoted by Rz. It is believed that between the Wolf (R) and Wolfer (Rz) spot index, there is a constant transition coefficient k, close to R/Rz = 0.6. We found that this assumption is incorrect, and R/Rz depends on the amplitude of the activity cycle, varying for the cycle N19 k_{19}~0.3, and for the period of the grand minimum k_{MM}~0.7.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-273-276

1. Введение

Современная эра подсчета солнечных пятен началась в середине 19-го века с исследования Р. Вольф, который разработал индекс, основанный на количестве пятен и групп пятен (кластеры связанных пятен). Он решил исключить из своих ежедневных наблюдений те маленькие пятна и поры, которые были видны только при отличных условиях видимости. Окончательная форма индекса Вольфа, созданная в 1848 году, присваивает вес 10 каждому кластеру связанных точек (g) и единицу каждому отдельному пятну (f): R = (10·g + f).

С увеличением количества и более рассредоточенной группой наблюдателей улучшились средние условия видимости и изменились правила подсчета Вольфа. Изменения в исходной формулировке правила подсчета требовало приведение значений обновленного индекса пятен к индекса Вольфа. Решение этой проблемы было найдено путем введения коэффициента, иногда называемого k-фактором, в индекс Вольфа: $k\cdot(10\cdot g + f)$. Здесь f уже не число отдельных пятен, а число пор, то есть малых пятен без полутени плюс число ядер в отдельных пятнах. Было определено, что, если принять значение 1.0 для наблюдений Вольфа, то для наблюдений Вольфера коэффициент $k = 0.6$ обеспечит перевод индекс примерно в один и тот же масштаб к индексу Вольфа (R) [1].

В 1936 году Вальдмайер [2] представил 8-ступенчатую схему классификации групп солнечных пятен. Все группы, наблюдавшиеся в Швейцарской федеральной обсерватории в Цюрихе с 1938 г., а затем и Локарно получали букву классификации между A и J (буква I опущена) [3].

В данной работе мы выполнили оцифровку и провели анализ групп различных классов по данным наблюдений обсерватории Локарно за период 1981–2020 гг.

2. Данные и методы оцифровки

Мы выполнили оцифровку таблиц групп пятен обсерватории Локарно (Швейцария). Эта обсерватория считается преемницей Цюрихской обсерватории. Данные представлены на сайте обсерватории https://www.specola.ch/e/drawings.html. При оцифровке мы использовали методы машинного обучения для распознавания букв и цифр. Использовался метод обучения CTC (Connectionist Temporal Classification), а также разно модельная нейронная сеть Random Multimodel Deep Learning (RMDL).

Всего нами было оцифрованы данные ~10 тысяч дней наблюдений и получены характеристики ~120 тыс. групп солнечных пятен. Относительная доля групп различных классов представлена на рис. 1. Доля групп классов A и B, состоящих из пор, в общем числе групп составляет 17,8% и 16.7% соответственно, т.е. суммарно 34%. В подсчете индекса солнечных пятен (рис. 1 справа) вклад групп A и B составляет ~24%. Таким образом, если бы в подсчете индекса пятен были исключены группы из пор A и B, то коэффициент перехода составил бы k_{AB}~0.8. Этот коэффициент отличается от «Цюрихского коэффициента приведения» $k = 0.6$. Возможно, это связано с отличием числа пятен в методике подсчета Вольфа R и индекса Rz, где учитывались все ядра в пятнах, а не отдельные пятна.

На рис. 2 представлены изменения во времени общего числа групп в день и групп класса A+B. Несмотря на похожий характер поведения с циклами активностью, относительные амплитуды циклов пор несколько отличаются от общего хода числа групп солнечных пятен. Это хорошо видно на рис. 3. Отношение числа (A+B) к общему количеству групп пятен (all) меняется с фазой цикла активности, достигая максимума в эпоху минимума активности. Зная количество групп в разных классах и количество пятен в каждой группе, можно смоделировать индексы солнечных пятен по различным методикам подсчета. В частности на рис. 3 представлено отношение числа по методике Вольфа (R) и Вольфера (Rz).

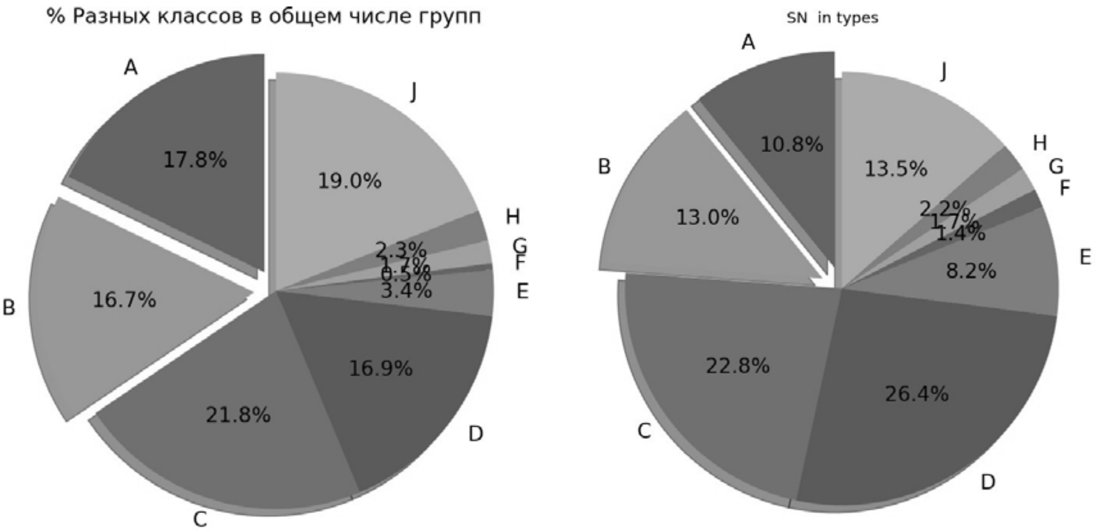


Рис. 1. Слева – относительная доля групп различных классов в общем числе групп. Справа – относительная доля групп разных классов в подсчете индекса пятен SN.

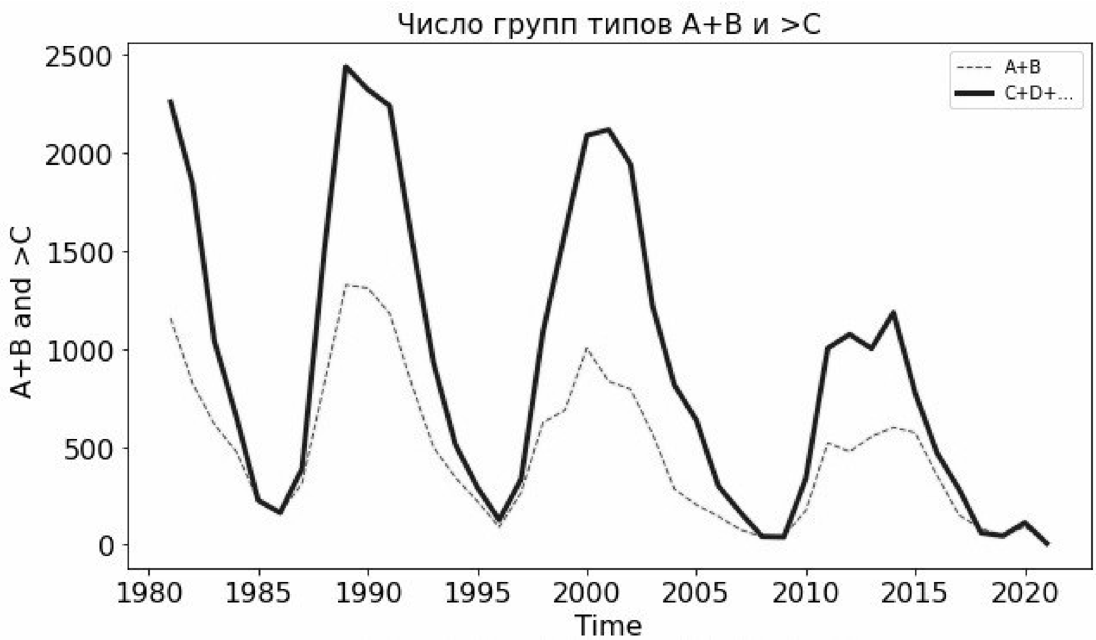


Рис. 2. Изменение среднедневного числа групп для всех классов и отдельно для групп A+B.

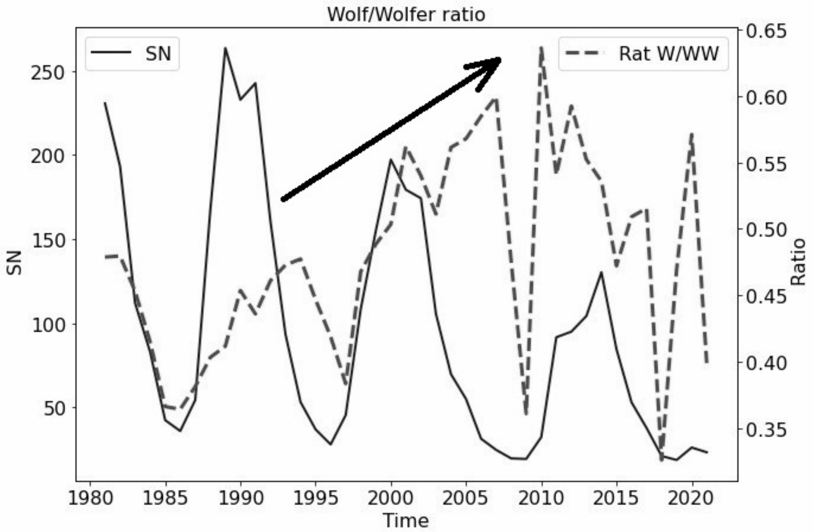


Рис. 3. Отношение числа групп (A+B) к общему числу групп и отношение индексов пятен подсчета по методике Вольфа (R) и Вольфера (Rz). Стрелкой показана тенденция к росту отношения индексов по различным методикам.

В период 1981–2020 гг. имеется тенденция к росту этого отношения, меняясь от величины ~0.35 до ~0.6. Таким образом, гипотеза о неизменной величине «Цюрихского коэффициентам приведения», возможно, является неверной.

Нами было установлено, что для циклов большой амплитуды соотношение k = R/Rz зависит от амплитуды цикла активности. Для циклов 22–24 это отношение менялось от 0.41 до 0.54. Если предположить линейный характер зависимости отношения от амплитуды цикла активности, то экстраполяция позволяет оценить это соотношение для цикла N19 k_{19}~0.3, а для периода гранд минимума k_{MM}~0.7.

При реконструкции нового индекса солнечных пятен SN [4] и индекса групп солнечных пятен [5] считалось, что переход от системы подсчета с учетом и без учета пор коэффициент является постоянным. Вместе с тем наш анализ показал, что это не так, а коэффициенты перехода зависят от фазы солнечного цикла и от амплитуды циклов активности.

Работа выполнена при частичной поддержке проекта РНФ № 21-72-20067 (К.Т.).

Литература

1. *Coffey, H., C.D. Hanchett, E.H. Erwin* // J. Amer. Assoc. Var. Star Obs., 1999, **27**, 55.
2. *Waldmeier M., I.* // Zeitschrift fur Astrophysik, 1938, **6**, 276.
3. *Kleczek J.* // Bull. Astr. Inst. Czech., 1953, **4**, 9.
4. *Clette F., L. Svalgaard, J.M. Vaquero, E.W. Cliver* // Space Sci. Rev., 2014, **186**, 35.
5. *Svalgaard L., K.H. Schatten* // Solar Phys., 2016, **291**(10), 2653.

ИНСОЛЯЦИОННАЯ КОНТРАСТНОСТЬ И ТЕНДЕНЦИИ ИЗМЕНЕНИЯ СОВРЕМЕННОГО КЛИМАТА

Федоров В.М.
Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

INSOLATION CONTRAST AND MODERN CLIMATE CHANGE TRENDS

Fedorov V.M.
Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Based on the results of calculations of the Earth's insolation (based on the DE-406 astronomical ephemeris), the characteristics of the change in the annual meridional insolation gradient (MIG) were obtained for the period from 3000 BC and until 2999 AD. It was determined that the maximum changes in MHI are localized in the areas of 60° –70° latitude in each hemisphere. This may be the reason for the intensification of the intensity of extratropical cyclogenesis (climate instability). Modeling of the surface air temperature (SAT) and the ocean surface temperature (SST) was carried out on the basis of regression analysis. The annual insolation contrast was taken as a predictor, reflecting MIG changes in a generalized manner (for the regions of the source and sink of radiation heat). It was determined that the regression model determines from 69.3% to 84.1% of long-term changes in SAT and SST. Changes in the MIG (IR) in the modern era are associated with a decrease in the angle of inclination of the Earth's axis of rotation.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-277-280

Солнечная радиация является основным источником энергии гидрометеорологических процессов. Вариации приходящей к Земле солнечной радиации в основном определяются двумя причинами, имеющими различную физическую природу. Одной из причин является изменение активности в излучении Солнца. Другая причина связана с небесно-механическими процессами, изменяющими элементы земной орбиты и наклон оси вращения. Под солярным климатом Земли понимается рассчитываемое теоретически поступление и распределение солнечной радиации на верхней границе атмосферы (ВГА) или на поверхности Земли без учета атмосферы. При этом изменение активности Солнца не учитывается.

Инсоляция рассчитывалась с большим пространственным и временным разрешением [3]. Расчеты выполнялись по данным высокоточных астрономических эфемерид DE-406 для всей поверхности Земли (без учета атмосферы) в интервале с 3000 г. до н.э. по 2999 г. н.э. Исходными астрономическими данными для расчетов инсоляции были склонение и эклиптическая долгота Солнца, расстояние от Земли до Солнца, разность хода равномерно текущего (координатного времени – CT) и всемирного корректируемого времени (UT). Поверхность Земли аппроксимировалась эллипсоидом (GRS80 – Geodetic Reference System, 1980) с длинами полуосей равными 6378137 м (большие) и 6356752 м (малая). В общем виде алгоритм расчетов можно представить выражением:

$$I_{nm}(\varphi_1,\varphi_2)=\int_{t_1}^{t_2}\left(\int_{\varphi_1}^{\varphi_2}\sigma(H,\varphi)\left(\int_{-\pi}^{\pi}\Lambda(H,t,\varphi,\alpha)\,d\alpha\right)d\varphi\right)dt\,, \qquad (1)$$

где I – приходящая солнечная радиация за элементарный n-й фрагмент m-го тропического года (Дж); σ – площадной множитель ($м^2$), с помощью которого вычисляется площадной дифференциал σ(H,φ)dαdφ – площадь бесконечно малой трапеции – ячейки эллипсоида; α – часовой угол, φ – географическая широта, выраженные в радианах; H – высота поверхности эллипсоида относительно поверхности Земли (м); Λ(H, φ, t, α) – инсоляция в заданный момент в заданном месте поверхности эллипсоида ($Вт/м^2$), t – время (с). Шаги при интегрировании составляли: по долготе 1°, по широте 1°, по времени 1/360 часть продолжительности тропического года. Значение солнечной постоянной принималось равным 1361 $Вт/м^2$. Изменение активности Солнца не учитывалось.

По результатам расчетов отмечается увеличение инсоляции в экваториальной области (0,25%) и сокращение в полярных районах (2,73%) – тенденция усиления меридиональной контрастности в солярном климате (рис. 1).

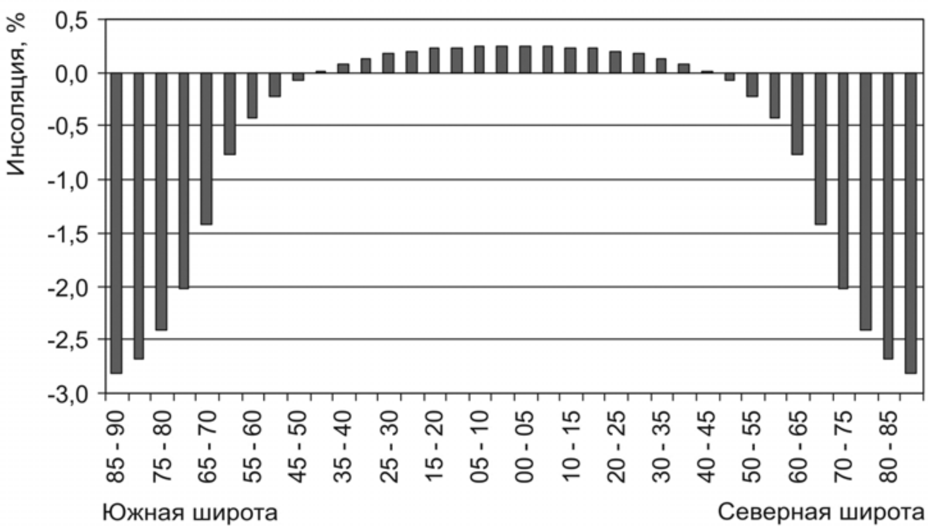


Рис. 1. Изменение годовой инсоляции Земли в широтных зонах с 3000 г. до н.э. по 2999 г.

Из-за неравномерности в распределении солнечной радиации на поверхности Земли возникает меридиональный градиент инсоляции (МГИ). Получен широтный профиль изменения годового МГИ за 5999 лет (рис. 2). Максимумы увеличения локализованы вблизи полярных кругов (60°–70° широты – годовые «зоны неустойчивости»). Отмеченные «зоны неустойчивости» совпадают с районами максимального развития внетропических циклонов (циклогенеза) в полушариях [4, 5]. Увеличение годового МГИ приходится на области локализации циркуляционных ячеек Хэдли и Ферреля в атмосфере. Уменьшение годового МГИ приходится на области полярных ячеек.

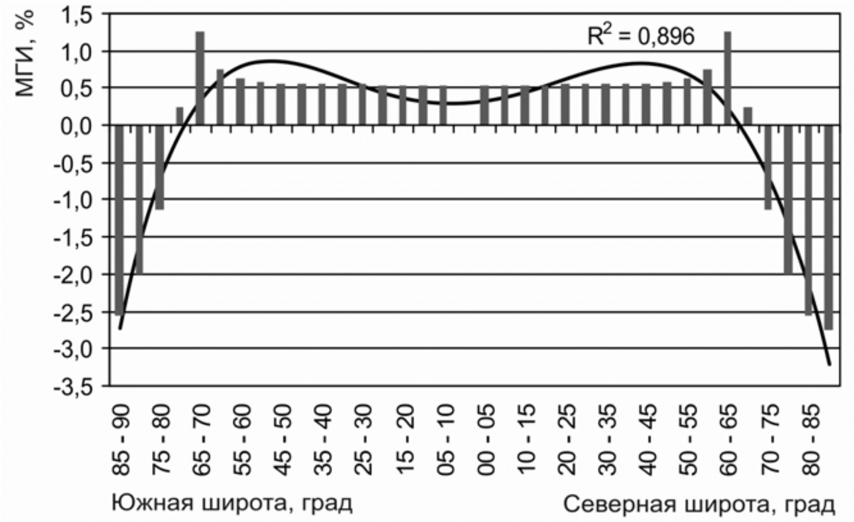


Рис. 2. Изменение годового МГИ за 5999 лет относительно среднего для широтной зоны значения (аппроксимация – полином 4-й степени)

Полученное среднее распределение годового МГИ сравнивалось с меридиональным распределением среднего годового переноса энергии в системе океан – атмосфера приведенным в работах Лоренца [1] и Пальмена, Ньютона [2]. Коэффициент корреляции между средними значениями годового МГИ и значениями переноса энергии в системе океан – атмосфера составил 0,98 (линейная связь). При этом численные значения переноса энергии в системе океан – атмосфера в работах [1, 2] в среднем в 3–5 раз, превосходят значения МГИ, что может быть связано с участием в переносе энергии в системе океан – атмосфера водных и воздушных масс.

В результате корреляционного анализа определена связь многолетних изменений аномалии ПТВ и ТПО Земли и полушарий с многолетними изменениями годовой инсоляционной контрастности (ИК). Для полушарий ИК рассчитывалась как разность солнечной радиации приходящей в широтную область 0°–45° (источник тепла) и 45°–90° (стока тепла) за год. Для Земли в качестве ИК принималось среднее годовое значение ИК, полученное для полушарий. ИК рассчитывалась по полученным нами значениям инсоляции Земли. ИК, таким образом, обобщенно (по областям источника и стока тепла) отражает изменение МГИ. Многолетние изменения ИК определяются изменением угла наклона оси вращения Земли в результате прецессии и нутации [4, 5]. Изменение ИК линейно связано с изменением угла наклона оси вращения Земли (коэффициент корреляции составляет -0,998).

Изменения ПТВ и ТПО Земли и полушарий (данные университета Восточной Англии и метеобюро Хэдли) в основном учитываются трендами. Значения коэффициента детерминации составляют от 0,693 до 0,862 (тренды – полиномы второй степени). Следовательно, чтобы объяснить тенденции многолетних изменений глобальной температуры следует определить фактор, определяющий тренды в исходных рядах ПТВ и ТПО. Анализ показывает, что многолетние изменения ПТВ и ТПО Земли и полушарий характеризуются тесными положительными корреляционными связями с многолетними изменениями ИК и отрицательными с многолетними изменениями угла наклона оси. Выполненные, по уравнению регрессии (по ансамблю линейных и полиномиальных решений) расчеты показали, что многолетние изменения ПТВ и ТПО в основном связаны с многолетними изменениями годовой инсоляционной контрастности (таблица).

Таблица. Многолетние изменения ПТВ и ТПО объясняемые регрессионной моделью.

	Земля/Мировой океан	Северное полушарие	Южное полушарие
Приповерхностная температура воздуха (ПТВ)			
ИК	80,7%	73,4%	83,1%
ИК и КМО	88,3%	86,4%	84,0%
Температура поверхности океана (ТПО)			
ИК	79,7%	69,3%	84,1%
ИК и КМО	88,5%	86,6%	85,9%

Примечание: КМО – климатическая мультидекадная осцилляция с периодом около 60 лет (в Северной Атлантике известная как АМО – Atlantic multidecadal oscillation).

Таким образом, определяются естественные причины изменения современного глобального климата. Основной из них является изменение наклона оси вращения Земли, регулирующее распределение приходящей к Земле солнечной радиации по широтам и сезонам и интенсивность меридионального теплообмена.

Литература

1. *Лоренц Э.Н.* Природа и теория общей циркуляции атмосферы. – Л.: Гидрометеоиздат. – 1970. 260 с.
2. *Пальмен Э. Ньютон Ч.* Циркуляционные системы атмосферы. – Л.: Гидрометеоиздат. – 1973. 616 с.
3. *Федоров В.М., Костин А.А.* Вычисление инсоляции Земли для периода от 3000 г. до н.э. до 2999 г. н.э. // Процессы в геосредах, 2019. № 2. С. 254–262
4. *Фёдоров В.М.* Проблема меридионального переноса тепла в астрономической теории климата // Геофизические процессы и биосфера, 2019. Т. 18. № 3. С. 117–128. DOI: 10.21455/GPB2019.3-8
5. *Fedorov V.M., Frolov D.M.* Spatial and temporal variability of solar radiation arriving at the top the atmosphere // Cosmic Research, 2019. V. 57. № 3. P. 156–162. DOI: 10.1134/S0010952519030043

СТОХАСТИЧЕСКОЕ ДОУСКОРЕНИЕ НЕТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ТУРБУЛЕНТНОСТЬЮ ВИСТЛЕРОВ ВО ВСПЫШЕЧНЫХ ПЕТЛЯХ

Филатов Л.В.[1], Мельников В.Ф.[2]
[1]Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет, Нижний Новгород, Россия
[2]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

STOCHASTIC ACCELERATION OF NON-THERMAL ELECTRONS THROUGH THEIR INTERACTION WITH WHISTLER TURBULENCE IN FLARE LOOPS

Filatov L.V.[1], Melnikov V.F.[2]
[1]Nizhny Novgorod State University of Architecture and Civil Engineering, Nizhny Novgorod, Russia
[2]Pulkovo Observatory of RAS, St.-Petersburg, Russia

The paper considers the stochastic acceleration of injected non-thermal electrons in a inhomogeneous and unsteady flare loop when they interact with the turbulence of whistlers. Acceleration is taken into account by introducing the corresponding diffusion term into the studied kinetic Fokker-Planck equation. The effect of whistlers on the pitch-angle and energy distribution of electrons is considered within the framework of a model with given laws of electron injection and filling of the loop with turbulence. The conditions for a significant influence of the acceleration by whistlers are specified.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-281-284

Ускоренные (нетепловые) электроны во вспышечной петле ответственны за ее микроволновое и жесткое рентгеновское излучение. Характеристики этих излучений во многом определяются распределением нетепловых электронов по энергиям и питч-углам в каждой точке петли. Для исследования этих распределений необходимо рассмотреть взаимодействие электронов с частицами плазмы петли и волновыми полями в ней [1, 2]. В работах [3, 4] мы рассмотрели, как отразится на распределениях нетепловых электронов их рассеяние на вистлеровской турбулентности, заполняющей вспышечную петлю. Кроме рассеяния по питч углам, инжектированные электроны, уже ускоренные в токовом слое и в коллапсирующем каспе петли, в принципе, могут ускоряться в самой петле при взаимодействии с волновой турбулентностью. Такое стохастическое ускорение происходит при обмене импульсами и энергией между электронами и волнами со случайными фазами и носит резонансный характер.

Целью настоящей работы является рассмотрение модели доускорения нетепловых электронов при взаимодействии с вистлерами, распространяющимися вдоль вспышечной петли. Мы проводим оценку степени влияния величины такого доускорения на питч-угловое, энергетическое и пространственное распределения электронов.

Описание модели

Рассматривается одномерная нестационарная модель вспышечной петли в виде симметричной магнитной трубки с заданным неоднородным по длине магнитным полем $B(s)$ и плотностью $n(s)$ заполняющей ее холодной фоновой плазмы. В вершине такой петли-ловушки производится нестационарная инжекция быстрых нетепловых электронов, задаваемая функцией $F(E,\mu,s,t)$ со степенным спектром по энергии E (в долях $m_e c^2$) и гауссовым спектром по остальным независимым координатам: расстоянию s до вершины петли, косинусу питч-угла электрона $\mu = \cos\alpha$, времени t. Динамика нетепловых электронов в диффузионном адиабатическом приближении описывается кинетическим уравнением Фоккера-Планка для функции распределения $f(E,\mu,s,t)$ [5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s}(c\beta\mu f) - \frac{\partial}{\partial \mu}\left(c\beta \frac{1-\mu^2}{2}\frac{1}{B}\frac{dB}{ds} f\right) = \frac{\partial}{\partial \mu}\left((D^C_{\mu\mu} + D^W_{\mu\mu})\frac{\partial f}{\partial \mu}\right) + \frac{1}{\beta\gamma^2}\frac{\partial}{\partial E}\left(D^W_{EE}\frac{\partial f}{\partial E}\right) + F\,.$$

Здесь β – скорость электрона (доля от скорости света c), $\gamma = E + 1$ – фактор Лоренца, $D^C_{\mu\mu}, D^W_{\mu\mu}, D^W_{EE}$ – коэффициенты диффузии электронов по питч-углам и энергии, обусловленные взаимодействием с турбулентностью вистлеров. При распространении вистлеров вдоль петли, их частота ω и волновое число k связаны следующим дисперсионным соотношением [5]:

$$N^2 = \left(\frac{ck}{\omega}\right)^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega_e - \omega)}, \quad \omega_i < \omega < \omega_e < \omega_p\,,$$

где $\omega_p(s)$, $\omega_e(s)$ – плазменная и гирочастота электронов в точке s.

Причинами наполнения петли вистлерами могут быть: (1) генерация вистлеров инжектированными нетепловыми электронами с анизотропным распределением [4], а также (2) процесс конверсии БМЗ и ионно-звуковых волн, образующихся в области вспышечного энерговыделения [2]. В данной модели мы ограничиваемся рассмотрением второй возможности. Мы полагаем, что плотность энергии пакета вистлеров задана, соответствует спектру Колмогорова $W(k,s) \sim k^{-5/3}$ и не зависит от времени. Считая турбулентность слабой, такой, что взаимодействием между модами волн можно пренебречь [2], будем использовать для описания взаимодействия быстрых электронов с вистлерами квазилинейное приближение [6]. Согласно ему, взаимодействие происходит на резонансных волнах, с которыми у электрона происходит энергообмен и рассеяние. Условие такого резонанса с учетом доплеровского сдвига частоты [5]:

$$\omega - \mu c \beta k = n_g \cdot \omega_e / \gamma \,,$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ – Лоренц фактор, n_g – номер гармоники гирочастоты. При решении этого уравнения совместно с дисперсионным уравнением, для электронов определяются резонансные волны (k_r, ω_r). Тогда коэффициенты диффузии на частицах плазмы и на турбулентности вистлеров [5, 7]:

$$D^C_{\mu\mu} = \frac{c}{\lambda_0 \beta^3 \gamma^2}(1-\mu^2), \; \lambda_0 = \frac{1}{4\pi r_0^2 n(s) \ln \Lambda}, \; r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}$$

$$D^W_{\mu\mu} = \frac{\pi \omega_e}{2B^2}(1-\mu^2)\sum_r k_r W(k_r)\,, \; D^W_{EE} = \frac{\pi \omega_e}{2B^2}(1-\mu^2)\gamma^2\beta^3 \sum_r k_r W(k_r)\left(\frac{\gamma}{N_r}\right)^2 .$$

Результаты моделирования и выводы

При проведении численных расчётов, как и в работе [3], была выбрана параболическая геометрия петли длиной $2l$ и магнитного поля с пробочным отношением $B_{\max}(l)/B_{\min}(0) = 5$. Неоднородность концентрации фоновой плазмы принята равной $n_{\max}(l)/n_{\min}(0) = 100$. Параметры задаваемых изотропной инжекции и наполнения петли турбулентностью

$$F(E,\mu,s,t) = F_0 \cdot \left(\frac{E}{E_{\min}}\right)^{-\delta} \exp\left(-\left(\frac{s-s_0}{s_1}\right)^2 - \left(\frac{t-t_0}{t_1}\right)^2\right) \; \delta = 3.6, \; E_{\min} = 511\text{ýÂ}, \; s_0 = 0, \; s_1 \cdot 10^8 \text{ñì} \,,$$

$$W(k,s) = \frac{q-1}{k_{\min}}\left(\frac{k}{k_{\min}}\right)^{-q} \cdot R\frac{B^2}{8\pi}, \quad k_{\min} = \frac{\omega_{pi}}{c}, \quad n_g = 1, \; q = 1.7, \; R = 10^{-8} \div 10^{-5} .$$

Инжекция во времени изменялась от 0 до 10с гауссовым импульсом с параметрами $t_0 = 1.5c, \; t_1 = 1.5c$. Безразмерный параметр R показывает уровень энергии турбулентности вистлеров по отношению к энергии магнитного поля в каждой точке петли.

Для целей настоящей работы исследуются три вложенных режима взаимодействия нетепловых электронов с частицами фоновой плазмы и турбулентностью вистлеров. Режим C моделирует только кулоновское рассеяние с коэффициентом диффузии $D^C_{\mu\mu}$, режим CR учитывает дополнительно режим рассеяния на турбулентности волн с коэффициентом диффузии $D^W_{\mu\mu}$, а режим CRW учитывает ещё и стохастическое ускорение при взаимодействии с вистлерами с коэффициентом диффузии $D^W_{EE\,E.}$

На рис. 1 представлены энергетические спектры инжектированных нетепловых электронов в центре петли в трех рассматриваемых режимах моделирования. На левой панели можно видеть, что кулоновское рассеяние электронов значимо только для низкоэнергичных (E<100 кэВ) электронов. Рассеяние на вистлерах с $R = 10^{-8}$ более значимо и ведет к высыпанию электронов из петли (центральная панель). Дополнительный учет механизма стохастического ускорения приводит к сохранению и доускорению электронов в петле.

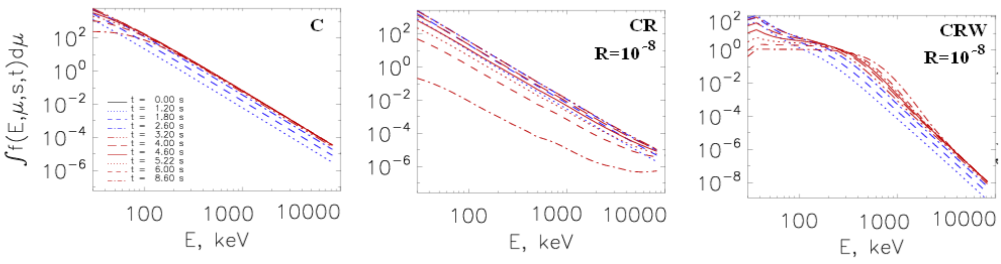


Рис. 1.

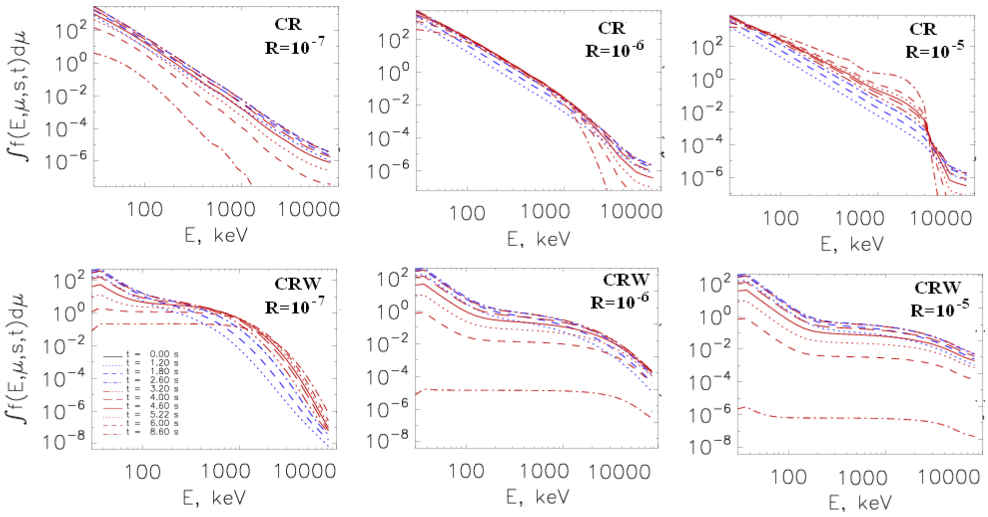


Рис. 2.

Рис. 2 демонстрирует режим рассеяния (верхние панели) и режим рассеяния с доускорением для более высоких уровней турбулентности: $R = 10^{-7}, 10^{-6}, 10^{-5}$ слева направо. Видно, что увеличение уровня заданной турбулентности приводит к интенсивному рассеянию электронов на высоких энергиях (E > 2–3 МэВ) и, соответственно, к укручению спектра. Учет же механизма стохастического ускорения приводит к значительному уплощению спектра в диапазоне E = 200 кэВ – 5 МэВ и резкому (на 2 порядка) увеличению концентрации электронов в петле на этих энергиях.

Таким образом, при сделанных в модели предположениях, доускорение электронов может существенно влиять на их энергетический спектр в петле. Существенным при этом является уровень турбулентности. Это показывает на необходимость учета его изменения в петле по причине взаимодействия с электронами или иным причинам.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ и ЧНФ в рамках научного проекта № 20-52-26006.

Литература

1. *Степанов А.В., Зайцев В.В.* Магнитосферы солнца и звезд. – М.: Наука, 2018, - 392 с.
2. *Каплан С.А., Цытович В.Н.* Плазменная астрофизика. – М.: Наука, 1972, - 440 с.
3. *Filatov L.V., Melnikov V.F.* // Ge&Ae, 2017, V.57, №8, P.1001-1008.
4. *Melnikov V.F., Filatov L.V.* // Ge&Ae, 2020, V.60, №8, P.1126-1131.
5. *Hamilton R.J., Petrosian V.* // Astrophys.J. 1992,V.398. №10. P.350-358.
6. *Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З.* // Ядерный синтез. Т.2. №2. С.465-475. 1962.
7. *Melrose D.B.* // Solar Physics, 1974, V.37, №4, P.353-365.

О ВОЗМОЖНОСТИ СОПОСТАВЛЕНИЯ ВРЕМЕННЫХ ВАРИАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ В КОРОНЕ С ДИНАМИКОЙ РАСПРЕДЕЛЕННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА В АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ

Фурсяк Ю.А., Абраменко В.И.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Республика Крым, Россия

ON THE POSSIBILITY OF COMPARING TEMPORAL TEMPERATURE VARIATIONS IN THE CORONA WITH THE DYNAMICS OF DISTRIBUTED ELECTRIC CURRENT IN THE ACTIVE REGION

Fursyak Yu.A., Abramenko V.I.
Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia

Using data from the Atmospheric Imaging Assembly (AIA) and the Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) instruments onboard the Solar Dynamics Observatory (SDO) we calculated respectively: 1) total intensities of ultraviolet (UV) radiation in AIA channels 131, 171, 193 and 211Å in the corona above the active region (AR); 2) large-scale electric current in AR. The object of the study was AR NOAA 12192. The monitoring of the AR was carried out from October 22 to October 25, 2014 with a time resolution of 12 minutes. Comparison of the total intensity of UV radiation in different channels for each moment of time made it possible to calculate the temperature in the corona above the AO and to establish the nature of temporal temperature variations during the monitoring time. The study of the dynamics of temperature in the corona and changes in the magnitude of the large-scale current allowed us to draw the following conclusions: 1) In quiet time intervals (outside of solar flares), the average temperature in the corona above the AR is about 1.5 million K, and during solar flare events – 2–3.2 million K; 2) Heating of the corona by large-scale currents occurs in a stationary mode; 3) The higher temperature of the upper layers of the solar atmosphere during solar flares is due to processes directly in the corona.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-285-288

Нагрев короны остается одной из важных и нерешенных проблем современной физики Солнца. Исследователи рассматривают различные механизмы нагрева коронального вещества: испарение хромосферной плазмы в корону [1], диссипация альфвеновских волн [2], циклотронное поглощение электромагнитных волн [3], микровспышки [4], тиринг-неустойчивость [5], омическую диссипацию электрических токов [6, 7] и не имеют единого мнения относительно доминирования того или иного механизма.

Здесь мы ставим перед собой цель выяснить роль крупномасштабных электрических токов, обнаруженных нами ранее [8] в процессах нагрева коронального вещества. Для достижения данной цели мы ставим перед собой задачи: 1) оценить температуру в короне над АО на основе данных об интенсивности УФ-излучения в разных диапазонах; и 2) сопоставить временные вариации температуры в короне с динамикой крупномасштабного электрического тока.

Объектом исследования является АО NOAA 12192, мониторинг которой нами осуществлялся на протяжении 4 дней – с 22 по 25 октября 2014 года. За указанный временной интервал были использованы данные об интенсивности УФ-излучения в короне в каналах 131, 171, 193 и 211Å, предоставляемые инструментом AIA/SDO [9], а также магнитограммы компонент вектора магнитного поля на уровне фотосферы, получаемые инструментом HMI/SDO [10]. В последующем данные об интенсивности УФ-излучения использованы для определения температуры в короне, а магнитографические данные – для обнаружения и вычисления крупномасштабного электрического тока, согласно методике, описанной в [8].

Основной проблемой в достижении поставленных задач является то, что, имея данные об интенсивности УФ-излучения в одном определенном диапазоне, невозможно однозначно определить температуру в короне, поскольку данная зависимость достаточно сложная (см. рис. 13 в [9]). Однако сопоставление между собой данных в нескольких диапазонах УФ-излучения позволяет существенно снизить неопределенности в нахождении значения температуры в заданный момент времени. Мы использовали зависимость между температурой и интенсивностью УФ-излучения в каналах AIA/SDO 131, 171, 193 и 211Å (рис. 1) для оценки средней температуры в короне на протяжении времени мониторинга АО.

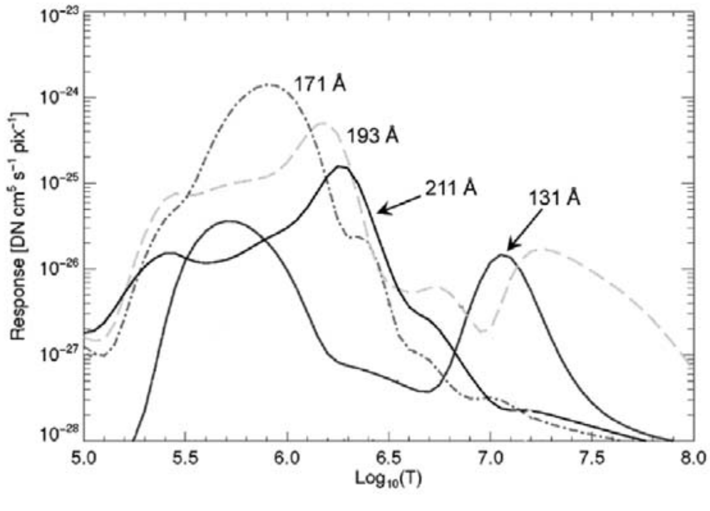


Рис. 1. Зависимость между температурой и интенсивностью УФ-излучения в анализируемых каналах инструмента AIA/SDO.

Сравнение интенсивностей УФ-излучения в анализируемых каналах в спокойный временной интервал (вне вспышек, см. рис. 2, левая панель) показало, что наиболее интенсивное излучение наблюдается для канала 193Å, а наименее интенсивное – для канала 131Å, что позволяет нам оценить температуру в короне в 1.5 млн. К (lgT = 6.2). Во время вспышечных процессов распределение интенсивностей УФ-излучения иное (см. рис. 2, правая панель): наиболее интенсивное излучение наблюдается для канала 211Å, что говорит о повышении средней температуры в короне над АО до 2.0–3.2 млн. К (lgT = 6.3-6.5).

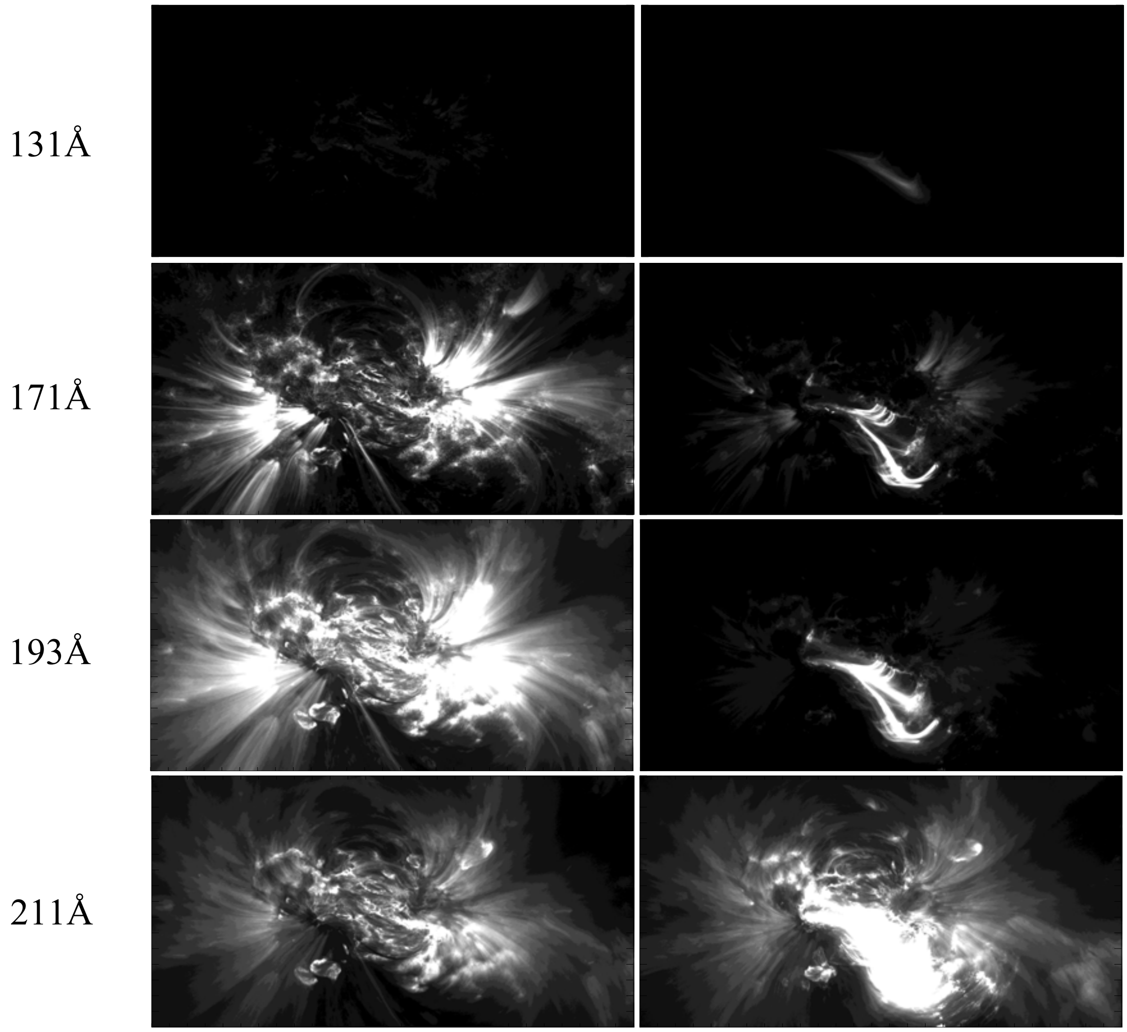


Рис. 2. Интенсивности УФ-излучения в анализируемых каналах AIA/SDO в спокойный временной интервал (слева) и во время вспышки рентгеновского класса X3.1 24 октября 2014 года (справа). Размер изображений 583×348 Мм.

Сопоставление динамики крупномасштабного электрического тока и временных вариаций температуры в короне (рис. 3) позволяет сделать следующие выводы:

1. Временные вариации крупномасштабного тока достаточно плавные и претерпевают существенные изменения на временной шкале не менее 12 часов. Резких скачков величины крупномасштабного тока во время вспышек в АО не наблюдается. Вероятно, это обусловлено тем, что крупномасштабный ток, как мы полагаем, охватывает значительную часть АО и связан с крупномасштабной системой петель, обладающих высокой индуктивностью, т.е., длительным «откликом» на любые события.
2. Вне вспышек оцененная нами интегральная температура в короне над АО составляет порядка 1.5 млн. К. Видимых колебаний температуры вне вспышечных событий не наблюдается. Вероятно, это связано с грубостью нашего метода.
3. Мы не видим никакой зависимости между динамикой крупномасштабного тока в АО и вариациями температуры в короне. Однако, это не

означает, что электрические токи не играют никакой роли в нагреве коронального вещества. Моделирование, выполненное в [11] для области NOAA 12192 подтверждает присутствие крупномасштабного тока в короне. Мы полагаем, что нагрев короны крупномасштабными электрическими токами идет в стационарном (квазистационарном) режиме.

4. Повышение температуры в короне над АО во время вспышечных событий до значений 2–3.2 млн К не связано с динамикой крупномасштабных токов, а, следовательно, обусловлено процессами высоко в короне.

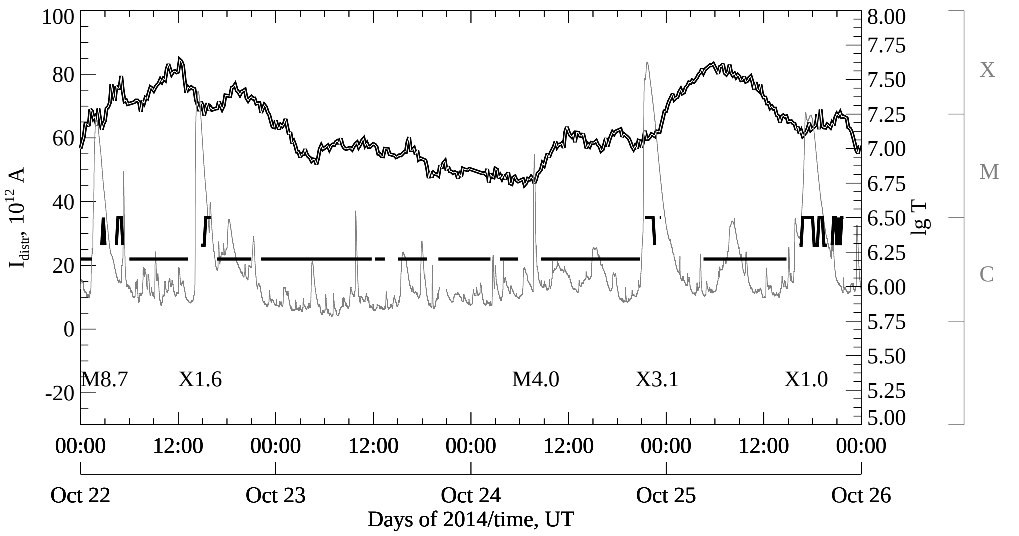


Рис. 3. Динамика крупномасштабного электрического тока (черная двойная кривая) и температуры в короне над АО (черная кривая). Серой кривой отмечен поток рентгеновского излучения в диапазоне длин волн 1–8Å на орбите Земли (по данным GOES-15). Указаны рентгеновские классы наиболее мощных вспышек, ассоциированных с исследуемой АО.

Работа выполнена при поддержке НИР №0831-2019-0006.

Литература

1. *Antonucci E., Alexander D., Culhane J.L., et al.* In Strong K.T., et al. (Eds), The Many Faces of the Sun: A Summary of the Results from NASA's Solar Maximum Mission. Berlin: Springer, 1998, p. 331.
2. *Hollweg J.V.* // Astrophys. J., 1984, vol. 277, pp. 392–403.
3. *Melrose D.B., Dulk G.A.* // Astrophys. J., 1984, vol. 282, pp. 308–315.
4. *Parker E.N.* // Astrophys. J., 1988, vol. 330, pp. 474–479.
5. *Galeev A.A., Rosner R., Serio S., Vaiana G.S.* // Astrophys. J., 1981.vol. 243, pp. 301–308.
6. *Spicer D.C., In Ulmschneider P., et al.* (Eds), Mechanisms of Chromospheric and Coronal Heating. Berlin: Springer-Verlag, 1991, p. 547.
7. *Zaitsev V.V., Shibasaki K.* // Astronomy Reports, 2005, vol. 49, pp. 1009–1017.
8. *Fursyak Yu.A., Kutsenko A.S., Abramenko V.I.* // Solar Phys., 2020,vol. 295, article id. 19.
9. *Lemen J.R., Title A.M.,·Akin D.J., et al.* // Solar Phys., 2012, vol. 275, pp. 17–40.
10. *Hoeksema J.T., Liu Y., Hayashi K., et al.* // Solar Phys., 2014, vol. 289, pp. 3483–3530.
11. *Jiang C., Wu S.T., Yurchyshyn V.* // Astrophys. J., 2016, vol. 828, article id. 62.

БЫСТРЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ И ЛОКАЛЬНЫЕ МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ

Холтыгин А.Ф.[1], Моисеева А.В.[2], Якунин И.А.[2], Циопа О.А.[3], Валеев А.Ф.[2]
[1]*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, Россия*
[3]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

FAST STELLAR PULSATIONS AND LOCAL MAGNETIC FIELDS

Kholtygin A.F.[1], Moiseeva A.V.[2], Yakunin I.A.[2], Tsiopa O.A.[3], Valeev A.F.[2]
[1]*St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia*
[2]*Special Astrophysical Observatory of the RAS, Nizhny Arkhyz, Russia*
[3]*Main (Pulkovo) Astronomical Observatory RAS, St. Petersburg, Russia*

The results of studies by Kholtygin et al. [1–3] of superfast (on minute and second scales) line profile variability in spectra of early-type star are reviewed. The spectra of program OBA stars were obtained with the 6-meter BTA telescope using a multi-mode SCORPIO reducer and using the MSS spectrograph with an exposure of 1–150 seconds and a total observation time of 2–3 hours. The variability of the line profiles is analyzed. Regular variations of the H, HeI, FeII, NII, OII, SiII line profiles were detected in spectra of program stars with periods from 2 to ~120 minutes and amplitudes of 1–2% of the continuum level. The frequencies of the line profile variations in the spectra of some stars with periods less than 10 minutes appeared to be variable. The frequencies of the short-period components can change by 20% during the observation period possibly and have a nature close to the nature of five-minute solar oscillations. We proposed a connection between irregular line profile variations with local magnetic fields and generated by them stellar micro-flares.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-289-292

1. Наблюдения и обработка

Настоящая статья посвящена исследованию сверхбыстрой переменности профилей линий в спектрах ярких OBA звезд. Наблюдения были выполнены в 2015–2017 гг. на 6-м телескопе БТА со спектрографом низкого разрешения SCORPIO, в 2019-2020 гг. со спектрографом ОЗСП и на 1.25-м телескопе Крымской станции ГАИШ МГУ. Первичная редукция ПЗС-изображений спектров выполнена в средах Midas и IRAF. Было получено почти 8000 спектров 14 OBA звезд (см. список звезд в статье [4]). Все полученные спектры были нормированы на уровень континуума. Для иллюстрации на рис. 1 представлен средний спектр химически пекулярной звезды A0Vp звезды α^2 CVn.

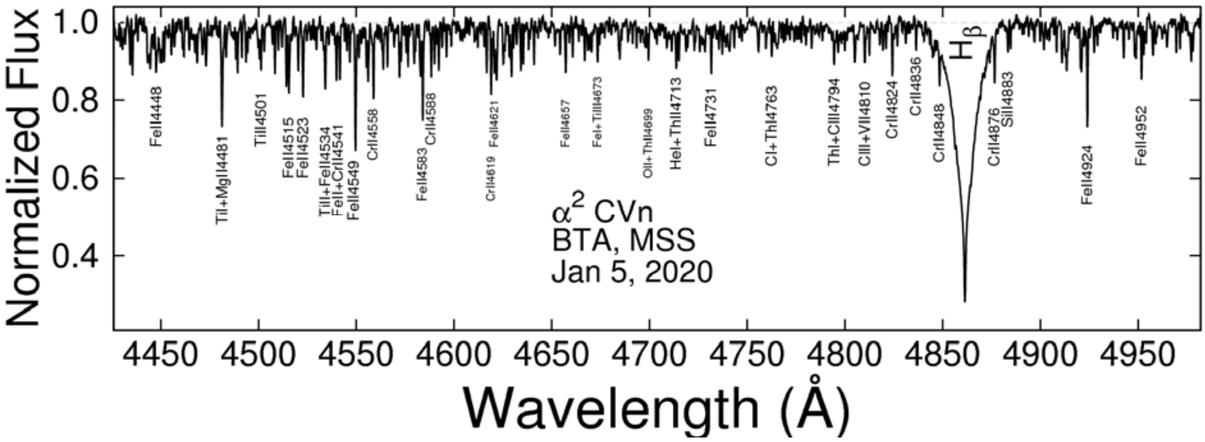


Рис. 1. Средний спектр звезды α^2 CVn

2. Регулярная переменность профилей

Для исследования переменности профилей были проанализированы разностные профили

$$d(V,t_i) = F_i(V) - \overline{F}_i(V), \tag{1}$$

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 бальмеровских линий водорода, линий HeI и других ионов в спектрах всех программных звезд (см. рис. 1). Фурье-анализ временных рядов разностных профилей линий, соответствующих всем моментам наблюдений t_i, показал присутствие регулярных компонентов вариаций профилей линий в спектрах всех исследуемых звезд с периодами 10–120 минут.

3. Оконное преобразование Фурье и сверхбыстрые вариации профилей

Для поиска компонентов вариаций профилей с периодами меньше 10 минут было использовано оконное Фурье-преобразование:

$$F(t_0,\Delta t,\nu,V_k) = \int_{-\infty}^{+\infty} d(t) W(\tau - t_0,\Delta t) e^{-i2\pi\nu\tau} d\tau \tag{2}$$

где t_0 – начало окна, а Δt – его ширина. В качестве оконной функции $W(t,\Delta t)$ используется функция Хемминга [5]. Для полного профиля линии оконное преобразование является функцией 4-х переменных, поэтому мы просуммировали значения указанной функции для всех доплеровских смещений V_k в пределах профиля линии и зафиксировали ширину окна Δt.

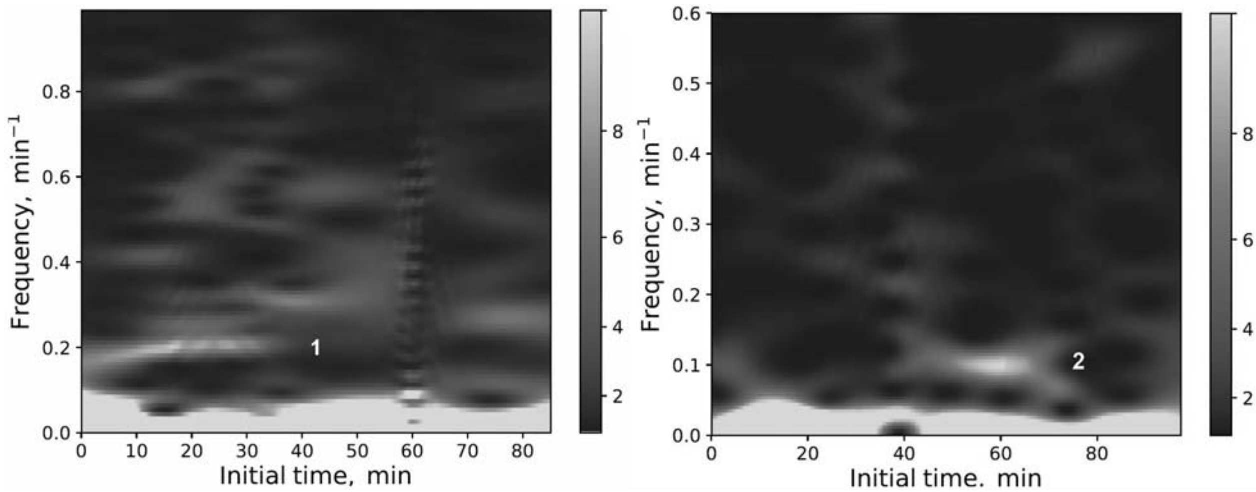


Рис. 2. Оконное преобразование вариаций профиля линии H_δ в спектре звезды α^2 CVn (слева) и γ UMi (справа).

Результаты применения оконного Фурье-преобразования к вариациям профиля линии H_δ в спектре звезд α^2 CVn (AOVp) и γ UMi (A2III) представлены на рис. 2. В области частот $\nu > 0.1\mathrm{min}^{-1}$ видны транзиентные компоненты вариаций профилей, соответствующие периодам. Компонент (1) в оконном Фурье-спектре α^2 CVn (рис. 2, справа) имеет длительность ~40 минут, период этого компонента меняется от 5.5 до 4.8 минут. Компонент (2) в оконном Фурье-спектре γ UMi длительностью ~30 минут характеризуется постоянным периодом 9.6 минут в согласии с отмеченным в статье [3] увлечением периода быстрых вариаций профилей линий при переходе к звездам более поздних классов.

Кроме уже отмеченных, на рис. 2 видно много слабых транзиентных компонентов, соответствующих периодом 1–5 минут. Быстрые вариации профилей с периодами меньше 10 минут ранее не были известны и, вероятнее всего, связаны с высоким модами нерадиальных пульсаций (НРП, см., например, [1]). Быстрые пульсации с периодами 1–10 минут характерны для ОВ субкарликов, roAp звезд и звезд солнечного типа [7].

Частоты обнаруженных нами компонентов вариаций профилей соответствуют частотам высоких $(l = 200 - 1000)$ мод нерадиальных пульсаций (НРП) на Солнце (например, [6]). Применимость соотношений между частотами и модами НРП, представленных в работе [6] для ОВА звезд главной последовательности требует дополнительного анализа.

Исходя из стандартных масштабных соотношений между частотами НРП и значениями l (например, [7]), можно сделать вывод, что для звезд ранних спектральных классов пульсации с периодами меньше 10 минут соответствуют значениям $l > 1000$. Столь высокие моды НРП могут быть нестабильными и короткоживущими, что может объяснить транзиентный характер обнаруженных регулярных вариаций профилей линий в спектрах ОВА звезд и дрейф их частот (периодов).

Кроме регулярных компонентов вариаций профилей в спектрах звезд HD 93521 (O9.5III) и ρ Leo (B1Iab) зарегистрированы нерегулярные вариации на минутных шкалах времени [1–2], подобные обнаруженным в профиле линии HeI 6678 в спектре Be звезды λ Eri [8]. Такие стохастические вариации могут быть результатом оптического послесвечения микровспышек, связанных с локальными магнитными полями на этих звездах. Методика [9] детектирования подобных полей у звезд спектральных классов K и G может быть использована для поиска таких полей у OBA звезд.

4. Заключение и выводы

В результате выполнения нашей программы поиска сверхбыстрой переменности профилей было получено почти 8000 индивидуальных спектров программных звезд. На основании анализа выполненных наблюдений можно сделать следующие выводы:

Обнаруженные вариации профилей в основном имеют регулярный характер с периодами от 1 до ~300 минут и могут быть связаны с высокими модами нерадиальных пульсаций (НРП).

Вариации профилей в интервале частот $\nu<0.1$ мин$^{-1}$ имеют транзиентный характер со временем жизни от 30 до 120 минут. Периоды регулярных компонентов таких вариаций могут меняться на 10–20% за время жизни. Такое поведение можно объяснить нестабильностью мод НРП с $l>1000$.

Благодарности

Настоящее исследование поддержано грантом РФФИ 19-02-00311 А.

Литература

1. *Kholtygin A.F., S. Hubrig, V.V. Dushin, et al.* // ASP Conf. Ser., 2017, **510**, 299.
2. *Kholtygin A.F., A.A. Batrakov, S.N. Fabrika, et. al.* // Astroph. Bull., 2018, **73**, 471.
3. *Kholtygin A.F., N.P. Ikonnikova, A.V. Dodin, O.A. Tsiopa* // Astron. Lett., 2020, **46**, 168.
4. *Kholtygin A.F., et al.* // ASP Conf. Ser., 2020, in press.
5. The Handbook of Formulas and Tables for Signal Processing, Ed. A.D. Poularikas, Boca Raton: CRC Press LLC (1999).
6. *Korzennik S.G., M.C. Rabello-Soares, J. Schou, T.P. Larson* // ApJ, 2013, 772, 87.
7. Di Mauro M.P., Frontier Research in Astrophysics II (2016).
8. *Smith M.A., R.S. Polidan* // ApJ, 1993, **408**, 323.
9. *Плачинда С.И., В.В. Бутковская* // Изв.Крымск.Астрофиз.Обсерв., 2020, **116**, 45.

О ПРОИСХОЖДЕНИИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН В КОРОНЕ СОЛНЦА

Цап Ю.Т.[1], Степанов А.В.[2], Копылова Ю.Г.[2], Ханейчук О.В.[3]
[1]Крымская астрофизическая обсерватория РАН, п. Научный, Крым, Россия
[2]Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия
[3]Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

ON THE ORIGIN OF LONG PERIOD ALFVEN WAVES IN THE SOLAR CORONA

Tsap Yu.T.[1], Stepanov A.V.[2], Kopylova Y.G. [2], Khaneychuk O.V.[3]
[1]Crimean Astrophysical Observatory of RAS, Nauchny, Crimea, Russia
[2]Central Astronomical Observatory at Pulkovo of RAS, St. Petersburg, Russia
[3]Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

Alfvan wave penetration with periods exceeding a few tens of minutes generated by convective plasma motions in the lower solar atmosphere is considered. The sharp boundary approximation between the chromosphere and the corona is used. It has been shown that transmission coefficient for Alfven modes does not exceed one percent. Possible mechanisms of wave generation with long periods are discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-293-296

Введение

Альфвеновские возмущения в солнечном ветре с периодами от нескольких минут до нескольких десятков часов известны уже около 50 лет [1]. Между тем происхождение долгопериодических мод в короне Солнца все еще вызывает много вопросов [2]. Между тем как показывают наблюдения, долгопериодические волны альфвеновского типа могут генерироваться в нижней атмосфере [3, 4]. Особенно хотелось бы обратить внимание на работу [4], в которой были обнаружены крутильные колебания в порах с периодом $P \approx 20$ мин. Как показали оценки, наблюдаемый поток энергии волн вполне может обеспечить нагрев короны активных областей. В связи с этим возникает вопрос об эффективности проникновения долгопериодических альфвеновских волн из нижней атмосферы в корону Солнца. Ранее, принимая во внимание определяющую роль в отражении альфвеновских волн переходной области, мы уже рассматривали этот вопрос в приближении резкой границы хромосфера–корона [5]. Однако в ходе анализа для описания альфвеновских мод в короне Солнца мы ограничились ВКБ-приближением, что для длиннопериодических волн, как станет ясно из дальнейшего изложения, становится неприемлемым. Цель настоящей работы – рассмотреть проникновение альфвеновских мод из хромосферы в корону с учетом неоднородности плазмы, обусловленной стратификацией солнечной короны.

Альфвеновские волны, ВКБ-приближение и их отражение

Волновое уравнение, описывающее распространение крутильных (торсионных) альфвеновских мод в тонкой магнитной трубке, полагая для простоты магнитное поле трубки $B = \text{const}$, в цилиндрической системе координат, с осью ***Z***, направленной вверх перпендикулярно поверхности Солнца, можно представить следующим образом [5–7]

$$\frac{\partial^2 \delta V}{\partial t^2} = V_A^2(z)\frac{\partial^2 \delta V}{\partial z^2}, \tag{1}$$

где альфвеновская скорость

$$V_A(z) = \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho(z)}}.$$

Если принять $\rho = \rho_0 \exp(-z/H)$, где H – характерная шкала высот и возмущение скорости $\delta V(t,z) \propto \exp(-i\omega t)$, то решение уравнение (1) выражается через функции Ханкеля [3]

$$\delta V(t,\eta) = \left(C_1 H_0^{(1)}(\mu) + C_2 H_0^{(2)}(\mu)\right)e^{-i\omega t}, \quad \mu = \frac{2\omega H}{V_A} = \frac{4\pi H}{PV_A}. \tag{2}$$

Здесь C_1 и C_2 – произвольные константы. Откуда, учитывая, что согласно уравнению индукции [5–7]

$$\delta B = \frac{iB}{\omega V_A}(C_1 H_1^{(1)}(\eta) + C_2 H_1^{(2)}(\eta))e^{-i\omega t},$$

а поток электромагнитной энергии

$$F_A = -B/8\pi\, \text{Re}(\delta V^* \delta B),$$

для усредненного по времени потока энергии альфвеновских волн вдоль оси ***Z*** с помощью (3) находим [5-7]

$$F_A = \frac{B^2}{8\pi^2 \omega H}(|C_2|^2 - |C_1|^2). \tag{3}$$

Как следует из уравнения (3), функции Ханкеля $H_0^{(1)}(\mu)$ и $H_0^{(2)}(\mu)$ описывают распространение волн в противоположных направлениях.

Принимая во внимание поведение функций Ханкеля при малых значениях аргумента, согласно (2) нетрудно прийти к выводу [5], что ВКБ-приближение можно считать оправданным, если период волн

$$P \ll P_c = \frac{4\pi H}{V_A}. \tag{4}$$

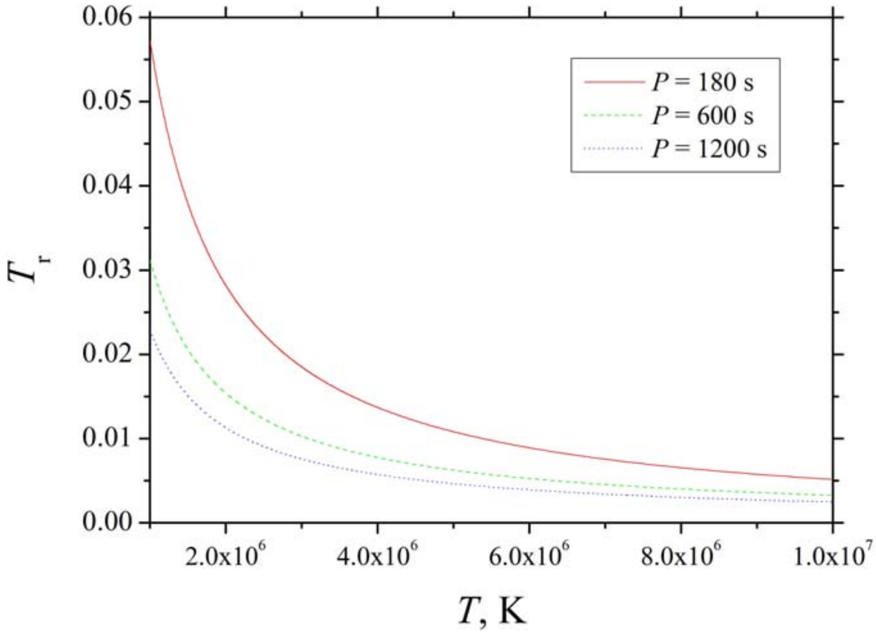


Рисунок. Зависимость коэффициента прохождения альфвеновских волн от температуры короны при различных значениях периода P.

Полагая в (1) альфвеновскую скорость в короне Солнца $V_{Ac} = 10^8$ см/с и $H_c = (1-20)\times 10^9$ см, получим P = 2–40 мин. Таким образом, даже для описания альфвеновских мод с минутными периодами использование рамВКБ-приближения может оказаться неприемлемым для солнечной короны.

Далее, считая граничную поверхность между хромосферой и короной достаточно резкой и поступая стандартным образом, т.е. сшивая возмущенную скорость и магнитное поле падающей (1), отраженной (2) и прошедшей (3) волны на границе, для коэффициента прохождения $T_r = F_3/F_1$ получим

$$T_r = 1 - \frac{H_0^{(1)}(\eta_1)H_1^{(1)}(\eta_2)V_{A1} - H_1^{(1)}(\eta_1)H_0^{(1)}(\eta_2)V_{A2}}{H_1^{(1)}(\eta_1)H_0^{(2)}(\eta_2)V_{A2} - H_1^{(2)}(\eta_2)H_0^{(1)}(\eta_1)V_{A1}} \cdot$$

$$\cdot \frac{H_0^{(2)}(\eta_1)H_1^{(2)}(\eta_2)V_{A1} - H_1^{(2)}(\eta_1)H_0^{(2)}(\eta_2)V_{A2}}{H_1^{(2)}(\eta_1)H_0^{(1)}(\eta_2)V_{A2} - H_1^{(1)}(\eta_2)H_0^{(2)}(\eta_1)V_{A1}}.$$

Необходимо также учесть, что на границе между короной и хромосферой выполняется условие гидростатического равновесия, т.е.

$$\rho T = const\,,$$

где T – температура плазмы. Откуда положив в хромосфере Солнца H = 200 км, а в короне $H_c = 0.05T$ км, характерную альфвеновскую скорость $V_A = 10^8$ см/с при $T = 2\times 10^6$ К, нетрудно получить зависимость коэффициента прохождения T_r от температуры T, представленную на рисунке. Как видно коэффициент прохождения волн для альфвеновских волн с периодами *P,* превышающими несколько десятков секунд, составляет менее одного процента. Это предполагает, что конвективные движения вещества в фотосфере Солнца едва ли могут служить источником наблюдаемых высоко в короне долгопериодических альфвеновские мод.

Выводы

В представленной работе на основе приближения резкой границы мы оценили коэффициент прохождения линейных альфвеновских из хромосферы в корону Солнца с учетом корональной стратификации. Нами было показано, что коэффициент прохождения долгопериодических волн с периодами большими нескольких десятков минут из-за сильного их отражения в переходной области не превышает одного процента. Этого явно не достаточно для обеспечения нагрева корональной плазмы и ускорения солнечного ветра.

На наш взгляд, генерация долгопериодических альфвеновских волн скорее происходит в нижней короне Солнца. При этом важную роль может играть процесс пересоединения магнитных силовых линий [2]. Однако этот вопрос требует отдельного рассмотрения.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Минобрнауки (НИР № 0831-2019-0006) и РФФИ (проект № 20-52-26006).

Литература

1. *Roberts, D.A.* // ApJ, 2010, 711, 1044.
2. *Cranmer, S.R.* // Astrophysical Journal, 2018, 862, 6.
3. *Mashnich, G.P. and Bashkirtsev, V.S.* // Solar Phys., 1999, 185, 35.
4. *Stangalini, M., Erdélyi, R., Boocock, C. et al.* // Nature Astron., 2021, 5, 691.
5. *Tsap Y.T., Kopylova Y.G.* // Solar Phys., 2021, 296, id5.
6. *Hollweg J.V.* // ApJ, 1984, 277, 392.
7. *Tsap Y.T., Stepanov A.V., Kopylova Y.G., Khaneichuk O.V.* // G&A, 2020, 60, 446.

ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ СПАЙКОВ В ПЛАЗМЕ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Чариков Ю.Е.[1], Шувалова В.И.[2], Склярова Е.М.[1], Шабалин А.Н.[1]
[1]*Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия*
[2]*Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия*

X-RAY SPIKES IN A PLASMA OF SOLAR FLARES

Charikov Yu.E.[1], Shuvalova V.I.[2], Sklyarova E.M.[1], Shabalin A.N.[1]
[1]*Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia*
[2]*The Central Astronomical Observatory of RAS at Pulkovo, St. Petersburg, Russia*

Hard X-ray spike structure registered by BATSE/CGRO spectrometer of high temporal resolution 0.016 s in the energy range 20 keV–1 MeV and by Fermi Gamma-ray Burst Monitor of 0.064 s time resolution are analyzed. Almost all spikes are produced at or about the flare peak time. The duration of spikes is tens of ms up to seconds and depends on photon energy. The greater the energy of the spike, the longer its duration. The rise and decay times are different. The space location of spikes along the loop is unclear. Modeling of the kinetics of the accelerated electron beam in the plasma of flaring loops and their bremsstrahlung indicate the origin of spikes from the footpoint of the loop in the case of a sharply anisotropic pitch angle electron distribution.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-297-300

Введение

В настоящее время механизмы ускорения заряженных частиц: ускорение в электрических полях – драйсеровском (сверхдрайсеровском), в токовых слоях (X и O точках), в двойном слое, бетатронное; 2) стохастическое ускорение (Ферми 2-го рода) и 3) ускорение на ударных волнах (см. обзор [1]) позволяют электронам ускоряться до энергий 100 кэВ и выше в течение десятков–сотен мс. Однако ни одна модель не определяет угловое распределение частиц, обсуждается только возможный характер распределения – продольное, поперечное или изотропное относительно вектора электрического или магнитного полей. Если угловое распределение электронов в момент их ускорения будет определено, то это позволит ограничить механизм ускорения и условия, при котором он реализуется (конфигурация магнитного поля, высота области, плотность плазмы и т.д.). Однако если даже определить анизотропию ускоренных электронов по измерениям поляризации ЖР излучения, то, все равно, без модельных расчетов невозможно перейти к распределению электронов в момент их ускорения.

В настоящей работе изучается сверхтонкая временная структура ЖР излучения, зарегистрированная в виде отдельных мс-спайков на космических аппаратах BATSE и Fermi, моделируются процесс распространения электронов во вспышечной петле и генерация тормозного излучения. Рассмотрим ряд солнечных вспышек, в которых были зарегистрированы ЖР спайки в разных энергиях.

ЖР спайки в солнечных вспышках. Наблюдения и анализ данных

BATSE: Вспышка 13 Nov 1997, (16:08:50 UT)

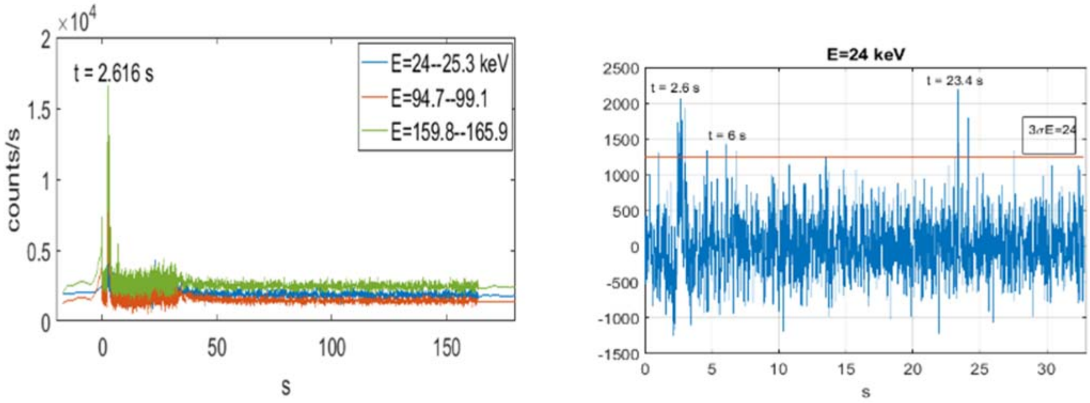


Рис. 1. Временной ход скорости счета в каналах энергии 24–25, 95–99 и 160–166 кэВ (слева), высокочастотная составляющая ЖР излучения для 24 кэВ (справа) и уровень 3σ (горизонтальная прямая).

Рассмотрим фрагмент ЖР излучения в момент пика 2.6 с.

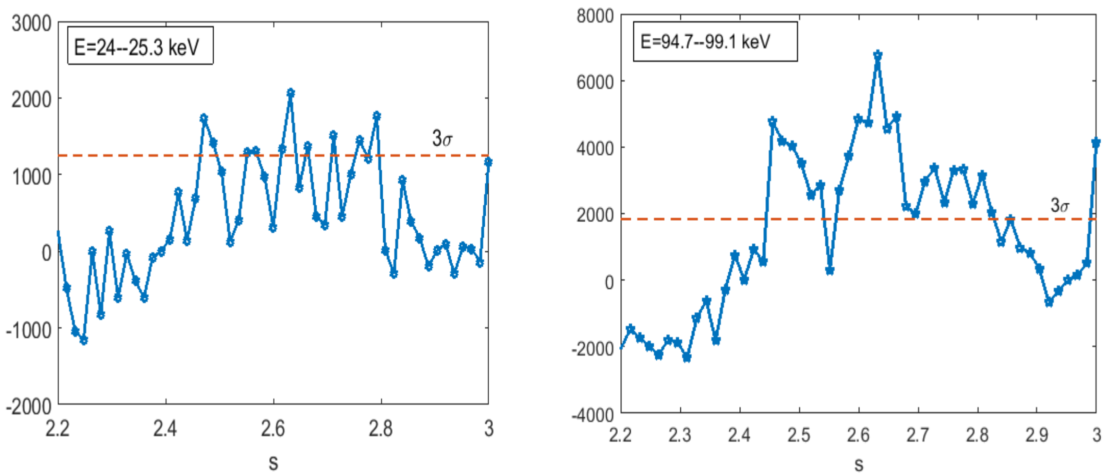


Рис. 2. ЖР излучение вспышки в момент пика скорости счета для 2-х энергий квантов. Показаны уровни 3σ.

Анализ данных позволяет выделить несколько спайков в пике излучения: в канале энергий 24—25 кэВ на интервале длительностью около 500 мс уровень 3σ превышен в 5 спайках, причем только в одном из них 3-х точечная временная структура, в остальных профиль спайка определяется 5–6 временными точками. То есть длительность отдельного спайка не превышает 100 мс. Длительность фазы роста и спада потока в отдельном спайке различается в разных спайках, причем длительность фазы спада может быть как больше, так и меньше фазы роста. Как известно, в элементарных (секундных) вспышечных всплесках время нарастания потока всегда меньше времени спада. Несколько иная ситуация в канале 94.7–99 кэВ (фрагмент справа, рис. 2). Отчетливо выделяются 2 спайка, длительность каждого из них определяется 8-ю временными точками, то есть больше 100 мс, что вполне согласуется с временем кулоновских потерь энергии ускоренными электронами (t ~$E^{3/2}$). И в этих спайках время роста–спада противоположное.

Вспышка 2014-02-25T00:42:44, X4.9 *(Fermi GBM, dt = 64 мс)*

Проанализируем временную структуру мощной солнечной вспышки (GOES класс X4.9), временной ход которой представлен на рис. 3.

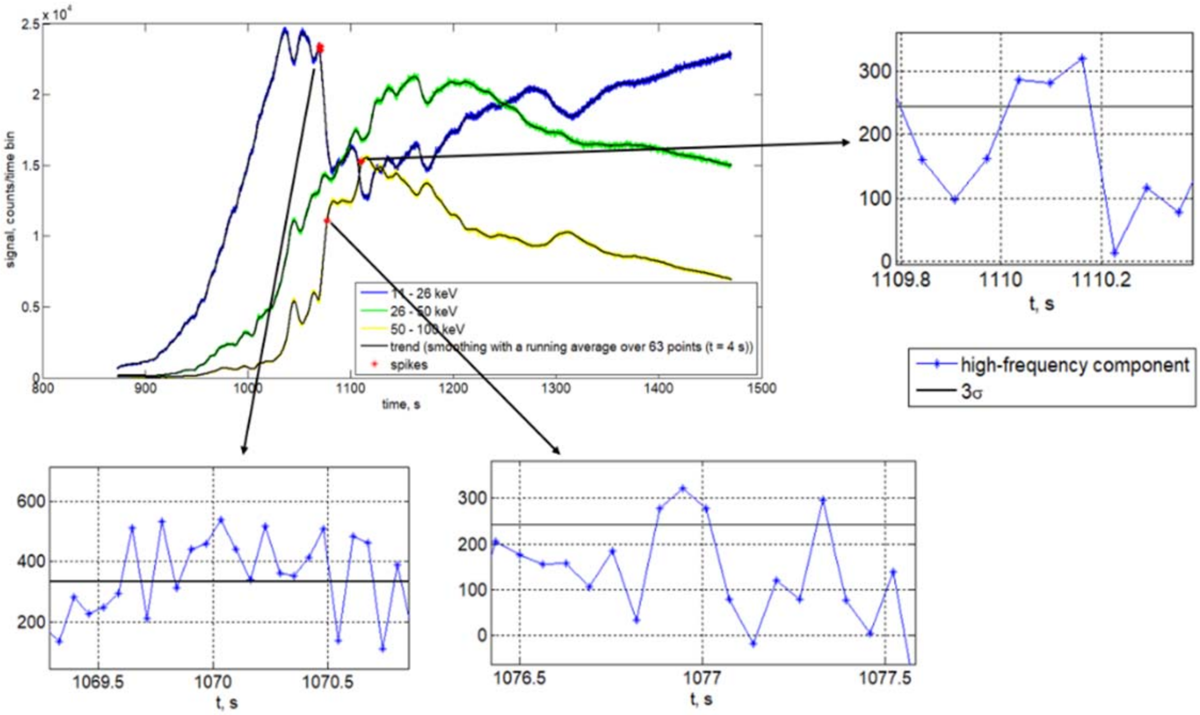


Рис. 3. Временной ход и его отдельные фрагменты ЖР излучения вспышки 2014-02-25T00:42:44. Показан уровень 3σ. Отсчет (0 времени) времени начинается от 00:42:44UT.

Фрагменты внизу соответствуют фазе роста в диапазоне 50–100 кэВ и пика в 11–26 кэВ. Отметим неожиданный временной профиль в диапазоне 11–26 кэВ. Даже если не принимать во внимание 3-х точечные импульсы, то в момент t = 1070 с и 1070.5 с можно выделить спайки с многоточечными профилями. Характер излучения в этом диапазоне энергий соответствует скорее тепловому тормозному излучению горячей плазмы, чем тормозному излучению ускоренных электронов. В этом случае формирование импульсов мс-длительности в модели горячей плазмы предполагает чрезвычайно быстрое изменение температуры и/или меры эмиссии, что представляется довольно проблематичным. Излучение в более высоких энергиях 50–100 кэВ обнаруживает спайки на стадии роста (внизу, справа) и пика (справа). Профили 6-и точечные (разрешение 64 мс), общая длительность ~300–400 мс. Изучение других вспышек, а также выводы из работы [2] позволили заключить, что ЖР спайки регистрируются как в мощных, так и менее интенсивных вспышках, причем чаще на стадии пика потока вплоть до энергий 100–300 кэВ. Длительность отдельного спайка может меняться от десятков до сотен мс.

Моделирование процесса ЖР излучения спайков

Примем модель вспышечной петли, состоящей из корональной части низкой плотности плазмы (~10^{10} см$^{-3}$), с переходом к плотной хромосферной части петли (от 10^{11-12} см$^{-3}$). Из наблюдений RHESSI не удается локализовать источник ЖР спайков, однако, модельные расчеты [3] кинетики ускоренных электронов показывают, что генерация ЖР спайков в вершине магнитной петли возможна только в случае возрастания плотности плазмы до значений 10^{11-12} см$^{-3}$ и квазипоперечного углового распределения по питч-углам. Скорее всего, ЖР спайки излучаются **высокоэнергичными электронами из подножий петель** с высокой концентрацией частиц и малым временем потерь энергии. Как показывает моделирование, временная структура таких электронов должна соответствовать спайковой структуре той же длительности и, что особенно важно, угловое распределение электронов должно быть **резко анизотропным** (например, $\cos^8\Theta$), а спектр электронов достаточно жестким, с показателем $\delta \lesssim 5$.

Литература

1. *Aschwanden, M.J.* Physics of the Solar Corona. – Springer-Verlag Berlin Heidelberg. – 2004
2. *Cheng, J.X., Qiu, J., Ding, M.D., & Wang, H.* // Astron Astrophys, 2012, 547
3. *Shuvalova, V.I., Sklyarova, E.M., Charikov, Y.E., & Shabalin, A.N.* // J. Phys. Conf. Ser., 2020, 1697, 012037

КОРОНАЛЬНЫЕ ИСТОЧНИКИ ЖЕСТКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ВСПЫШКИ В МОДЕЛИ КОЛЛАПСИРУЮЩИХ ЛОВУШЕК

Шабалин А.Н., Чариков Ю.Е.
Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

CORONAL HARD X-RAY SOURCES AT THE RISE PHASE OF THE FLARE IN THE COLLAPSING TRAP MODEL

Shabalin A.N., Charikov Yu.E.
Ioffe Institute, RAS, St. Petersburg, Russia

The paper considers solar flare events in which a bright coronal source is observed in the hard X-ray range at energies above 20 keV at the preflare or early stage of the growth of the X-ray flux. An increase in the plasma density at the looptop due to the contraction of the loop during the relaxation of the closed loop magnetic field is considered as a possible reason (model of a collapsing trap). With a characteristic collapse time of about 10 s, the total energy of accelerated electrons in relation to the injected one increased by ~20–30%. The fraction of the HXR radiation flux in the energy range of 29–58 keV from the top in comparison with the footpoints is 15–30% higher in the model with collapsing traps.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-301-304

1. Введение

Концентрация частиц плазмы в корональной части петель на предвспышечной стадии не превышает 10^{10} см$^{-3}$. Поэтому, на первый взгляд, на ранней стадии вспышки поток жесткого рентгеновского (ЖР) излучения из верхней части магнитных петель не может быть достаточным для регистрации современными спектрометрами с высоким пространственным разрешением. Возможно, это и имеет место в большинстве солнечных вспышек, в которых не регистрировался корональный источник ЖР излучения. Локализация источника ЖР излучения высоко в короне предполагает соответствующую локализацию ускоренных электронов, то есть либо ускорение, либо их инжекцию и захват. Специфичность коронального источника ЖР излучения связана и с тем, что он локализован не во всей корональной части петли вплоть до хромосферы, хотя концентрация плазмы возрастает к хромосфере и, казалось бы, условия для генерации ЖР излучения улучшаются.

Для источника ЖР излучения в вершине необходимо, чтобы концентрация ускоренных электронов и плазмы были высокими, т.е. требуется их накопление/увеличение со временем. Увеличение концентрации ускоренных электронов в вершине происходит в случае, если электроны распределены квазипоперечно по питч-углам в момент их ускорения (инжекции) и/или в результате их последующего захвата. Эффективность захвата усиливается при высоком градиенте магнитного поля в сочетании с кулоновским рассеянием или при инжекции умеренно анизотропных электронов в присутствии рассеивающей их турбулентности, локализованной в корональной части петли, например, наличие ионно-звуковых фронтов или наличие магнитных неоднородностей [3]. К яркой ЖР вершине также приводит возрастание концентрации плазмы в результате эффекта испарения. Однако данный эффект существенен для фазы пика и спада вспышки, а не на ее ранней стадии [2]. Тем не менее, корональные источники ЖР излучения на ранней стадии вспышки наблюдаются. Рассмотрим некоторые из них в разделе 2. В разделе 3, на основе решения кинетического уравнения, будет произведен численный анализ модели коллапсирующих ловушек [1, 4, 6] как одной из возможных гипотез, способной объяснить появление ЖР источника в вершине в первые секунды – десятки секунд развития вспышки в ЖР диапазоне на энергиях >20 keV.

2. Корональный ЖР источник на начальной фазе вспышек

На рисунке 1 слева приведены временные профили ЖР излучения (RHESSI) в нескольких энергетических диапазонах для вспышки GOES X1.2-class SOL15-05-2013T01:25. Жесткий рентгеновский предвестник хорошо различим в диапазоне энергий 25–50 кэВ (помечен цифрой 1). Изображение в ультрафиолетовом диапазоне 131Å для этого момента времени, полученное на SDO/AIA дано справа. Контурные линии соответствуют уровням 50, 70, 90% ЖР потока в диапазоне 20–30 кэВ. Из анализа вспышечного излучения в ультрафиолетовом, мягком и жестком рентгеновских

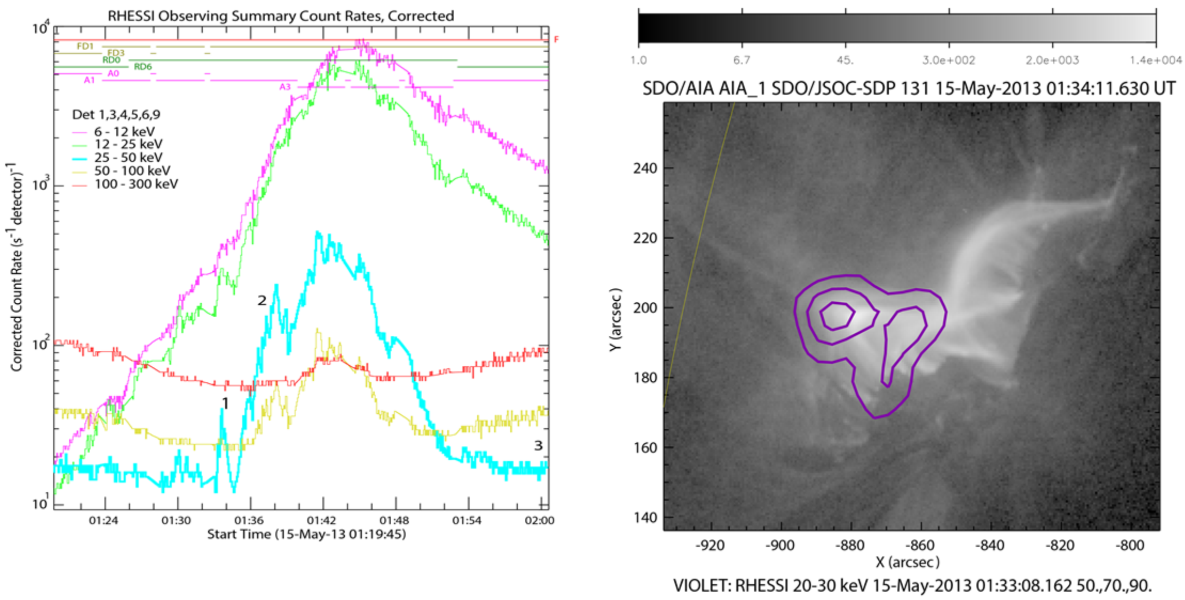


Рис. 1. Временные профили RHESSI в нескольких энергетических диапазонах для SOL15-05-2013T01:25 на левой панели. Справа – изображение SDO / AIA 131Å и контурные линии RHESSI на 20–30 кэВ (50, 70, 90%) в момент предвестника жесткого рентгеновского излучения, отмеченного меткой 1 на левой панели.

диапазонах следует, что области максимума ЖР потока (рис. 1, справа) ассоциируются с двумя основаниями (контур 70% на юго-западе) и вершиной вспышечной аркады (контур 90% на северо-востоке). Таким образом, на начальной стадии вспышки на энергиях 20–30 кэВ наблюдается яркий корональный источник в вершине аркады.

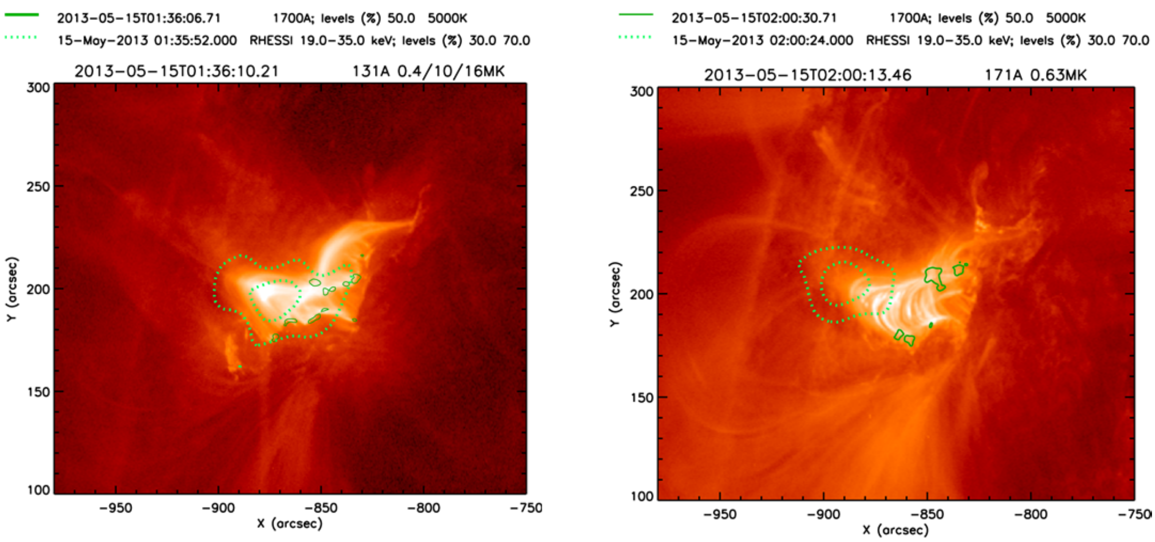


Рис. 2. Изображения SDO / AIA на 131Å (левая панель) и 171Å (правая панель) с контурными линиями RHESSI 19–35 кэВ (зеленая пунктирная линия) во время нарастания и спада потока ЖР излучения (отмечены метками 2 и 3 на рис. 1 панель слева). Сплошная зеленая контурная линия – поток на длине волны 1700 Å.

3. Модель коллапсирующей ловушки

Рассмотрим результаты решения кинетического уравнения [5] без учета турбулентных членов. Учет перестройки конфигурации магнитного поля в модели коллапсирующих ловушек приводит к ускорению электронов: бетатронному и Ферми. Потери энергии всех ускоренных электронов к моменту времени t* как доля от всей инжектированной энергии за период времени от t = 0 с до t = t* представлена на рисунке 3 слева. В модели без бетатронного и Ферми ускорения (черная сплошная кривая) потери растут со временем вследствие кулоновских потерь и ухода частиц из ловушки и к t = 6 с потери составляют 40% от всей инжектированной энергии. В модели с коллапсирующей ловушкой в первые 1.5 с процессы доускорения электронов доминируют над потерями, что выражается в отрицательных потерях (красная пунктирная кривая) в этот период времени. Затем, начиная с t = 1.5 с, потери растут и к t = 6 с составляют лишь ~10% от всей инжектированной к этому моменту времени, энергии. В силу пропорциональности ЖР потока концентрации плазмы и ускоренных электронов, в модели с коллапсирующей ловушкой ожидается более высокая интенсивность излучения на энергиях >30 кэВ, чем в модели без бетатронного и Ферми доускорения.

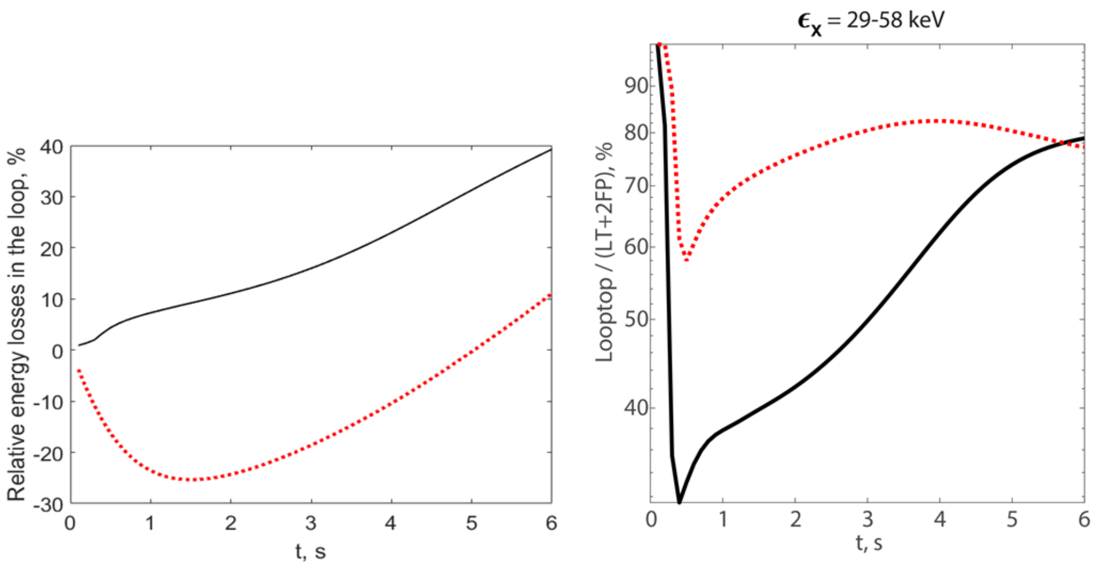


Рис. 3. Слева – потери энергии всех ускоренных электронов к моменту времени t* как доля от всей инжектированной энергии за период времени от t = 0 с до t = t*. Справа – зависимость от времени доли корональной части петли в общем ЖР потоке для тех же двух моделей. Параметры моделей: $S(\alpha) = 1$; $\delta_1 = 7$; $E_{br} = 200$ кэВ; $\delta_2 = 10$; $B_{max}/B_0 = 8$; $b_1 = 0$ см; $s_1 = 0$ см;

На рис. 3 справа приведены относительные потоки ЖР излучения из вершины к интегральному по петле потоку в диапазоне 29–58 кэВ для обеих моделей. Как видно, в t = 6 с доли излучения из вершины в обеих моделях совпадают, что вызвано коллапсом магнитной ловушки и увеличением конуса потерь, что приводит к высыпанию электронов в хромосферу. Однако в начальный и момент пика инжекции электронов доля ЖР излучения из вершины в модели коллапсирующих ловушек превышает аналогичную в модели без коллапса на 15–30% и составляет ~75% от всего излучения вспышечной петли. Такое мощное излучение из вершины можно наблюдать на RHESSI для вспышек M и X классов даже на начальной стадии, когда общий поток еще мал, что и было представлено в разделе 2. Столь яркую вершину в модели коллапсирующих ловушек обеспечивает рост концентрации плазмы при сжатии петли.

Работа поддержана Грантом РНФ № 20-72-10158.

Литература

1. *Bogachev, S.A., & Somov, B.V.* // Astron. Reports, 2001, 45, 157.
2. *Charikov, Y.E., & Shabalin, A.N.* // Geomagn. Aeron., 2020, 60, 1071.
3. *Charikov, Y.E., & Shabalin, A.N.* // Tech. Phys., 2021, 66, 1204.
4. *Karlický, M., & Kosugi, T.* // Astron. Astrophys, 2004, 419 (EDP Sciences), 1159.
5. *Shabalin, A.N., Charikov, Y.E., & Globina, V.I.* // Geomagn. Aeron., 2020, 60, 1079.
6. *Somov, B.V., & Kosugi, T.* // Astrophys. J., 1997, 485, 859.

ОЦЕНКА СВЯЗИ ВСПЫШЕК ИНФЕКЦИОННЫХ БОЛЕЗНЕЙ В МИРЕ С УФ ИНДЕКСОМ ЗА ПЕРИОД 24 ЦИКЛА СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ

Шаповалов С.Н.
ФГБУ «Арктический и антарктический научно-исследовательский институт"
Санкт-Петербург, Россия

ASSESSMENT OF THE RELATIONSHIP OF OUTBREAKS OF INFECTIOUS DISEASES IN THE WORLD WITH THE UV INDEX FOR THE PERIOD OF 24 CYCLES OF SOLAR ACTIVITY

Shapovalov S.N.
Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia

The article presents an assessment of the relationship between the average annual values of outbreaks of major infectious diseases in the world (ODW) with the UV Index, the radio emission flux of 2800 MHz (F10.7 cm) and the values of the average magnetic field of the Sun (MF) for the period from 2008 to 2019 (24 solar activity cycle). Data on the number of outbreaks of diseases were selected on the World Health Organization website as a cumulative value of outbreaks of Ebola virus, AH7N9, MERS-CoV, A(H1N1), etc. It was found that the peak of disease outbreaks corresponds to the year of maximum 24 cycles of solar activity (2014). The correlation of the average annual values of the number of epidemics with the indicators of solar factors was: r~ -0.6 (ODW/UVI), r~0.53 (ODW/F10.7cm).and r~0.88 (ODW/MF). It is concluded that the dynamics of disease outbreaks is related to UV Index, which is due to the intensity of the UVB range (280–315 nm), correlating with a change in the 2800 MHz radio emission flux in the NUV295–305 nm subband, as well as with a change in MF in NUV305–315 nm. The role of the erythemic border of UVB (λ315 nm) is noted.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-305-308

Введение

Влияние солнечного УФ-излучения на биосферу вызывает ряд важных фотобиологических процессов, таких как фотосинтез, фототаксис, фототропизм, мутагенное и канцерогенное действия, стимуляцию клеточного и гуморального иммунитета, образование загара и витамина D, эритемное действие на кожу и др. Для предупреждения и прогнозирования отмеченных процессов Всемирной организацией здравоохранения (WHO) используется индекс ультрафиолетового излучения (UV Index), характеризующий уровень интенсивности УФ-излучения по шкале от 0 до 11(+) [1]. UV Index определяется путем взвешивания спектра излучения UVB-UVA по спектру действия эритемы. До настоящего времени роль этого чрезвычайно важного для организма человека и биосферы фактора является не изученной в механизме «Солнце–Биосфера». В работе представлены результаты оценки связи вспышек основных инфекционных болезней в мире (вирус Эбола, AH7N9, БВРС-КоВ, A(H1N1) и др.) с изменениями UV Index, индекса F10.7 cm (радиоизлучение 2800 MHz) и среднего магнитного поля Солнца (MF) за период с 01.01.2008 г. по 31.12.2019 г. (24-й цикл СА).

Данные для анализа связи выбирались с сайтов https://www.who.int/ru, https://www.weatheronline.co.uk, https://www.ngdc.noaa.gov/stp/solar/solar-indices.html и http://wso.stanford.edu (The Wilcox Solar Observatory).

Результаты

На рис. 1 (a, b, c, d) представлены распределения годовых показателей вспышек инфекционных болезней в мире (Outbreaks of diseases in the world – ODW) в сравнении с среднегодовыми значениями индекса F10.7 cm (a), среднего магнитного поля Солнца (b) и UV Index (d) за период 24-го цикла СА. Значения UV Index представлены по данным г. Киншаса (Демократическая Республика Конго) как географического пункта экваториальной зоны и очага вируса Эбола. На графиках необходимо отметить функциональное изменение ODW, соответствующее ходу MF (r~0.9) и UV Index (r~-0.6) и, в меньшей степени, F10.7 cm (r~0.65). Верхний экстремум ODW согласуется с максимумом 24-го цикла СА – 2014 г. Высокая корреляция ODW/MF объясняется установленной зависимостью в работах [2, 3].

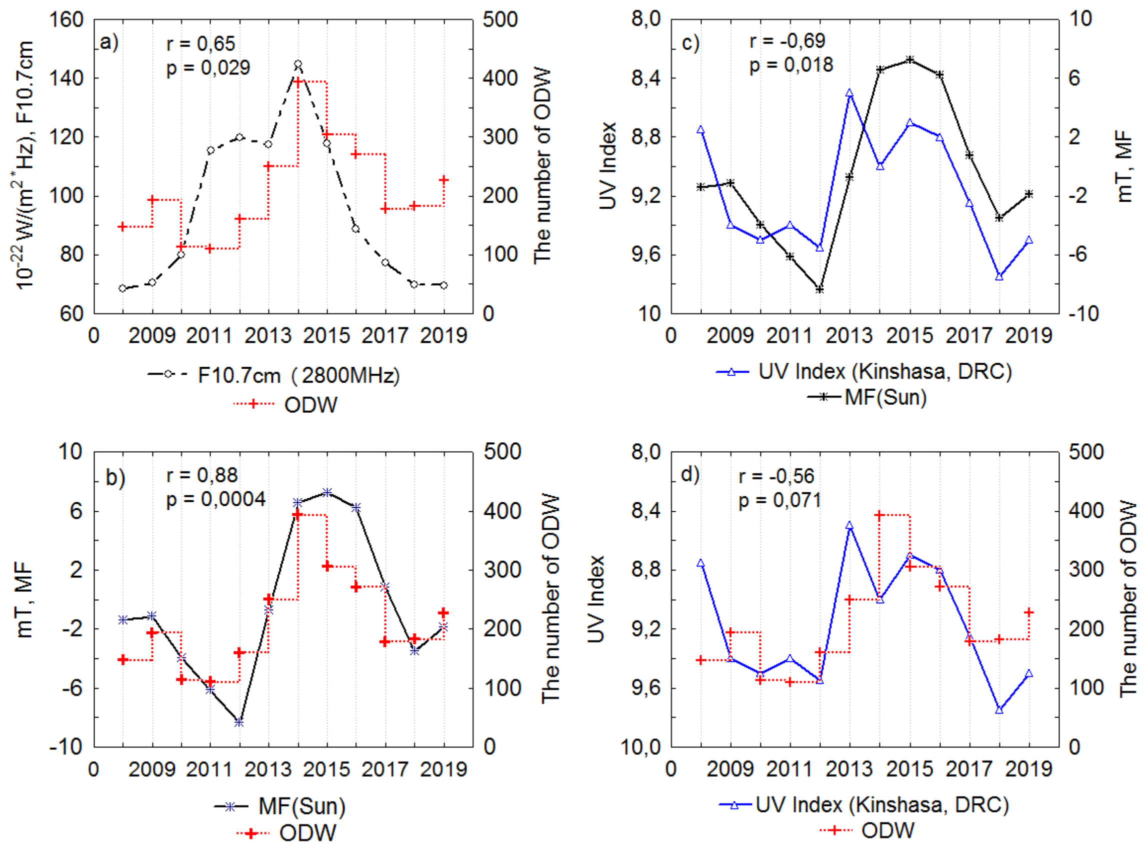


Рис. 1. Сравнение динамики годовых значений вспышек основных инфекционных болезней в мире (вирус Эбола, AH7N9, БВРС-КоВ, A(H1N1)) – ODW с индексом F10.7 cm – a), средним магнитным полем Солнца (MF) – b) и UV Index – d) за период с 01.01.2008 г. по 31.12.2019 г. (24 цикл СА)

На рис. 2a показано сравнение хода коэффициентов корреляции ODW/UVB с F10.7 cm/UVB относительно длины волны UVB-UVA. На графике выделена область «Solar Activity» с высокими значениями r (0.93–0.98) для отрезка абсциссы NUV295–305 nm. Далее кривая коэффициентов резко изменяет направление в сторону уменьшения энергии UVB. На нижнем графике (рис. 2b) показано сравнение хода корреляции ODW/UVB с MF/UVB. На графике видно близкое согласование кривых и, вместе с тем, схождение коэффициентов в точке "r = 0.88" (λ315 nm).

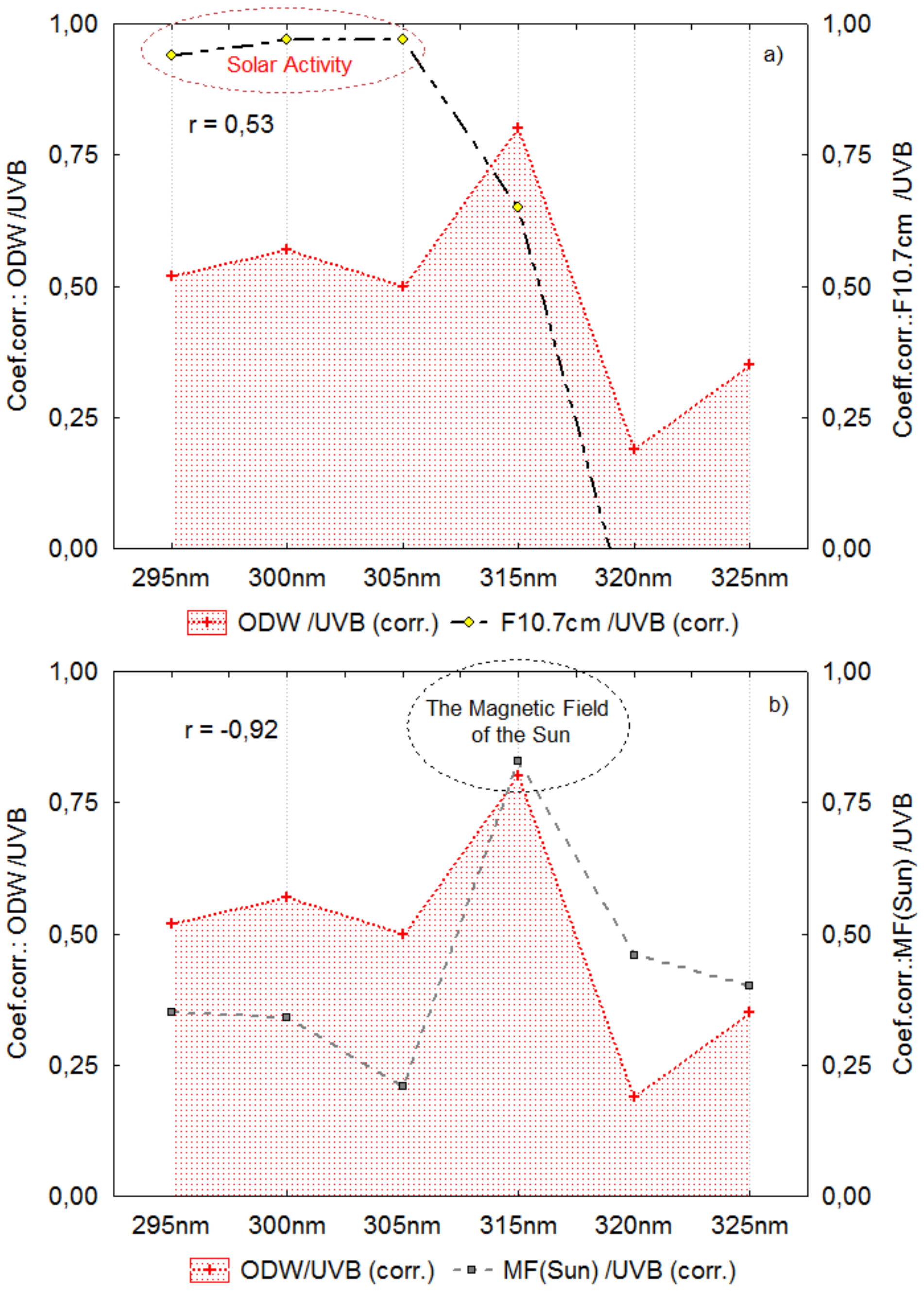


Рис. 2. Сравнение коэффициентов корреляции ODW /UVB, F10.7 cm/UVB и MF/UVB на участке UVB-UVA 295–325 nm

Выводы

Представленные результаты показывают, что UV Index является физически обоснованным показателем влияния солнечной деятельности на активность инфекционных болезней в мире.

На основе установленной оценки связи инфекционных болезней в мире с UV Index и солнечными факторами проявляется принцип механизма "Солнце-Биосфера", который обеспечивается циклами Швабе-Вольфа (~11 лет) и Хейла (~22 года). Согласно рис. 2 (a, b) каждый из циклов вносит определенный вклад в интенсивность UVB. Версия данного механизма представлена на рис. 3.

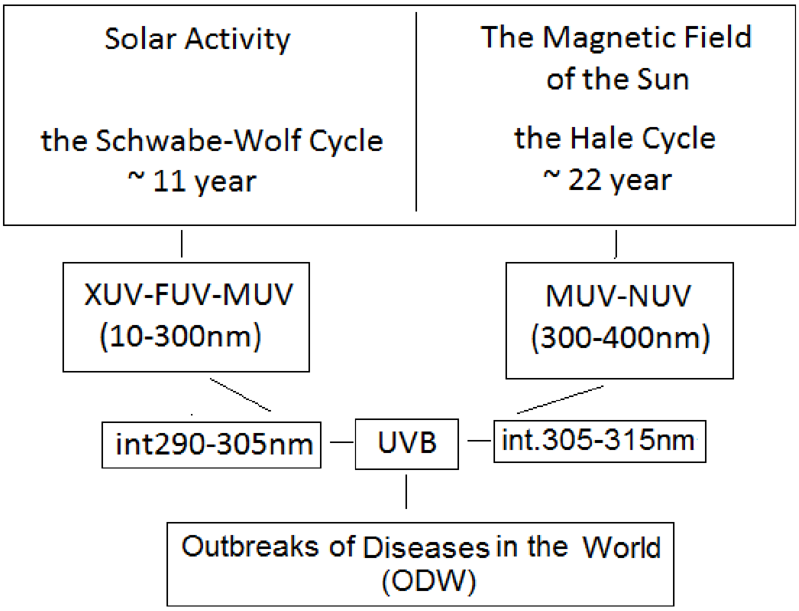


Рис. 3. Блок-схема механизма связи вспышек инфекционных болезней в мире с циклами Швабе-Вольфа (~11 лет) и Хейла (~22 года)

Важное значение в оценке связи инфекционных болезней мире с приходящим к земной поверхности УФ занимают критерии светимости правой границы диапазона UVB (λ315 nm), называемого "эритемным диапазоном". На этом узком участке раздела UVB(280–315 nm) и UVA(315–400 nm), амплитуда и временной диапазон могут быть предопределяющими факторами авторизации или пассивизации фотобиологических процессов на всех географических широтах.

Литература

1. https://www.who.int/ru/news-room/q-a-detail/ultraviolet-(uv)-index
2. *Benevolenskaya E.E., S.N. Shapovalov, I.G., Kostuchenko*. Solar spectral irradiance and total solar irradiance at a solar minimum // Geomagnetism and Aeronomy. December 2014, Volume 54, Issue 7, pp 926-932
3. *Shapovalov, S.N.* Dependence of UVB-UVA Solar Radiation in the 280–400 nm Range on Changes in the Total Magnetic Field of the Sun // Russ. Meteorol. Hydrol., 2021, 46, 212–216.

НАБЛЮДЕНИЯ СОЛНЕЧНОГО УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ И МОДУЛЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ АРКТИКИ

Шаповалов С.Н., Турбин Ю.Г., Иванов В.И., Москвин И.В.
ФГБУ «Арктический и антарктический научно-исследовательский институт»
Санкт-Петербург, Россия

OBSERVATIONS OF SOLAR UV RADIATION AND THE EARTH'S MAGNETIC FIELD MODULE IN THE HIGH LATITUDES OF THE ARCTIC

Shapovalov S.N., Turbin Yu.G., Ivanov V.I., Moskvin I.V.
Arctic and Antarctic Research Institute, St. Petersburg, Russia

The results of spectral observations of solar UV radiation in the range NUV297-330nm on the summer solstice of 2019 at the NIS "Ice Base"Cape Baranova" (arch. Severnaya Zemlya) and the village of Barentsburg (arch. Svalbard). According to the values of the spectral density Int 297–330 nm, the main groups of fluctuations with periods of 3–7 min, 20–30 min corresponding to the harmonics of solar oscillations 2 MHz–4 MHz were identified. According to seasonal observations at the NIS "Ice Base"Cape Baranova" from 01.03.2019 to 31.08.2019, the relationship of the average daily values of Int 297–330 nm with the corresponding values of the absolute magnitude of the Earth's magnetic field module (r ~ -0.6) was established. The revealed dependence characterizes the NUV297–330 nm radiation as an indicator of the level of magnetic disturbance.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-309-312

Изменчивость климатической системы планеты, обусловленная процессами перераспределения тепла между разными регионами, может находиться в зависимости от колебаний солнечного ультрафиолетового излучения (UV). По данным The Solar Radiation and Climate Experiment (http://lasp.colorado.edu/sorce) амплитуда флуктуаций UV значительно превышает флуктуации в других участках солнечного спектра [1]. Исследование этого вопроса имеет важное значение в понимании механизма «Солнце–нижняя атмосфера», т.к. характеристики метеопараметров в нижней атмосфере, в т.ч. барические и температурные градиенты, формируются от поступающего к земной и водной поверхности излучения UVB(280–315 nm)–UVA (315–400 nm), вариация которого не следует 11-летнему циклу солнечной активности (СА), но коррелирует с изменением общего магнитного поля Солнца [2]. В связи с актуальностью темы в 2017–2019 гг. по программе геофизических наблюдений ААНИИ на период 24–25 циклов солнечной активности на арктических станциях НИС "Ледовая база "Мыс Баранова" (арх. Северная Земля, 79°16' с.ш., 101°37' в.д.) и "Российская арктическая экспедиция-Шпицберген" (п. Баренцбург, 78°04' с.ш., 14°13' в.д.) организованы спектральные наблюдения интенсивности диапазонов UVB-UVA и NUV297–330 nm. Наблюдения выполняются с помощью оптоволоконных спектрометров AvaSpec-2048 (http://www.aari.ru/main.php). Географическое положение пунктов наблюдений представлено на рис. 1.

В летнее солнцестояние 22.06.2019 г. в пунктах "BBG" и "BRN" выполнялись непрерывные круглосуточные измерения интенсивности солнечного излучения NUV297–330 nm с дискретностью ~3–5 с.

Рис. 1. Пункты наблюдений солнечного УФ-излучения в высоких широтах Арктики: BBG (78°04' с.ш., 14°13' в.д.) – "РАЭ-Ш" (п. Баренцбург, арх. Шпицберген); BRN (79°16' с.ш., 101°37' в.д.) – НИС "Ледовая база "Мыс Баранова" (арх. Северная Земля)

Наблюдения проводились с целью изучения спектральной плотности мощности флуктуаций и тождественности временных диапазонов потоков на долготном базисе ~1700 км. В результате Фурье-анализа рядов получены значения спектральной плотности и квадрата когерентности флуктуаций, которые представлены на рис. 2 (a, b, c). На графиках спектральной плотности отчетливо выделяются группы с максимальной амплитудой на периодах 3–7 мин, далее по убыванию – 20–30 мин (на "BRN"). Различие в амплитудах спектральной плотности между пунктами на периодах 20–30 мин связано с вынужденными условиями стационарного размещения спектрометра "BBg" в помещении с техногенными помехами. Тем не менее, общая картина временных диапазонов имеет функциональный вид, связанный с механизмом глобального фактора. Очевидно, что таким фактором является механизм колебаний Солнца в диапазоне 2mHz-7mHz (*p-mods*), т.н. "пятиминутные колебания". На рисунке "c" показан график квадрата когерентности Int297–330 nm ("BBG"/"BRN) как результат нормирования значений кросс-амплитуды при их возведении в квадрат и разделении на произведение оценок спектральной плотности каждого ряда.

Следующим результатом является установленная связь сезонного изменения среднесуточных значений Int297–330 nm с абсолютной величиной модуля магнитного поля Земли (МПЗ). Измерения модуля МПЗ в пункте

"BRN" выполняются с помощью оверхаузеровского магнитометра POS-1 (технические характеристики магнитометра POS-1 полностью соответствуют принятому стандарту международной сети обсерваторий Intermagnet). На рис. 3 показано сравнение сезонного хода среднесуточных значений Int297–330 nm с величиной модуля МПЗ (F) за период с 01.03.2019 г. по 31.08.2019 г. На рисунке видна тесная отрицательная корреляция рядов как по фильтрам T4253H (r ~ -0.6), так и по сезонной динамике (r~ -0.8).

По нашему мнению, отрицательная корреляция этих рядов может быть обусловлена следующими причинами. Во-первых, станция "BRN" находится в зоне полярных сияний. Здесь часто возникающие бухтообразные магнитные возмущения создаются полярными электроджетами, которые уменьшают величину модуля МПЗ. Во-вторых, увеличение интенсивности UV увеличивает проводимость ионосферы, что, в свою очередь, приводит к увеличению тока электроджетов (при одинаковой мощности их источников), к соответствующему уменьшению величины модуля МПЗ и к усилению магнитной возмущённости.

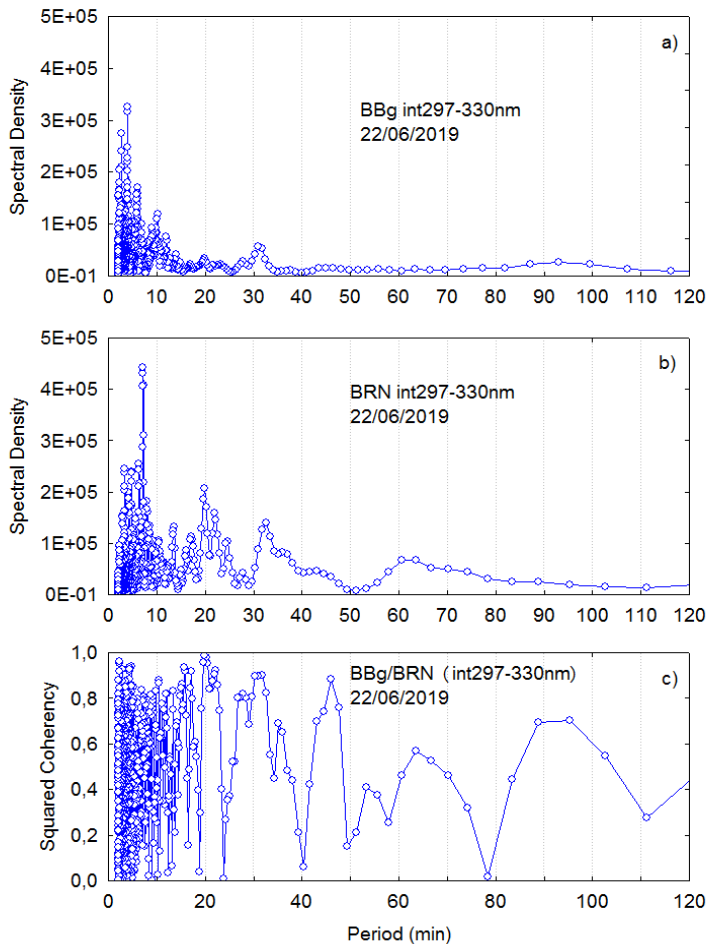


Рис. 2. Спектральная плотность мощности флуктуаций Int297–330 nm (AvaSpec-2048) по данным наблюдений 22.06.2019г.: a) "BRN" (арх. Северная Земля); b) "РАЭ-Ш" – "BBG"; c) периодограмма квадрата когерентности Int297–330 nm (BRN/ BBG)

По использованным данным, вклад вариаций Int297–330 nm в изменение МПЗ (рис. 3) составляет 80 нТл. На стадии подъема и пика СА этот вклад, вероятно, может быть существенно больше. В то же время на средних широтах, где токи электроджетов меняют своё направление на противоположное, установленная корреляция также может изменить знак на противоположный.

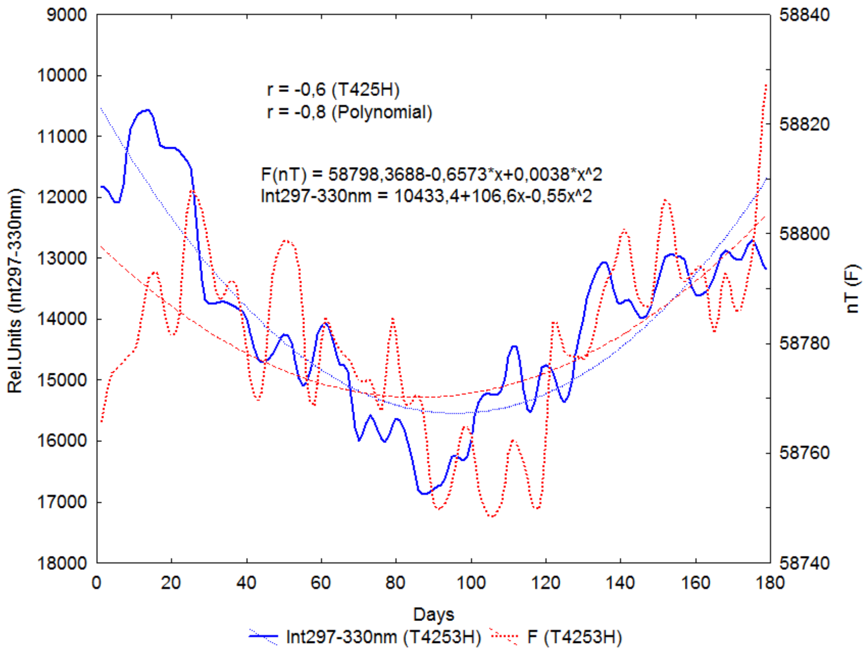


Рис. 3. Сравнение сезонного изменения среднесуточных значений Int297–330 nm (AvaSpec-2048) с ходом абсолютной величины МПЗ (F) за период с 01.03.2019 г. по 31.08.2019 г. в пункте "BRN" (79°16' с.ш., 101°37' в.д.)

Измерения Int297–330 nm в пунктах "BBg" и "BRN" 22.06.2019 г. показали соответствие временных диапазонов потоков. В спектральной плотности выделяются основная группа флуктуаций с периодами 3–7мин, обусловленная влиянием механизма солнечных осцилляций (2mHz-7mHz) на спектр солнечной светимости в области UV. Изменение абсолютной величины модуля МПЗ в пункте "BRN" коррелирует с сезонным ходом Int297–330 nm (r~-0.8), что характеризует интенсивность UVB-UVA как индикатор уровня магнитной возмущенности.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Т. Соколову и Ю.В. Угрюмову за помощь в организации наблюдений.

Литература

1. *Benevolenskaya E.E., S.N. Shapovalov, I.G. Kostuchenko*. Solar spectral irradiance and total solar irradiance at a solar minimum // Geomagnetism and Aeronomy. December 2014, Volume 54, Issue 7, pp. 926-932.
2. *Shapovalov, S.N.* Dependence of UVB-UVA Solar Radiation in the 280–400 nm Range on Changes in the Total Magnetic Field of the Sun // Russ. Meteorol. Hydrol. 2021. 46, 212–216.

CORRECTION OF MEAN VALUES OF RE-ESTABLISHED CYCLES WITH RESPECT TO THE CERTAIN PART OF WOLF NUMBER SERIES (VERSION V.1)

Shibaev I.G.
IZMIRAN, Troitsk, Russia

КОРРЕКЦИЯ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ ВОССТАНОВЛЕННЫХ ЦИКЛОВ ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ДОСТОВЕРНОЙ ЧАСТИ РЯДА ЧИСЕЛ ВОЛЬФА ВЕРСИИ V.1

Шибаев И.Г.
ИЗМИРАН, Троицк, Россия

Работа опирается на цюрихский ряд среднемесячных чисел Вольфа W (W = Wrest U Wtool), который включает восстановленный ряд Wrest (с 1749 г. по 1849 г.) и ряд достоверных данных Wtool (регулярные инструментальные наблюдения с 1849 г. по настоящее время). Многие исследователи используют ряд чисел Вольфа (или опирающиеся на него показания) с учетом восстановленных данных. Но при объединении отрывочных данных с различными плотностью наблюдений, амплитудным разрешением и масштабированием исказятся, естественно, локальные характеристики регистрируемого процесса и взаимосвязь временных фрагментов разного масштаба. Всё это проявилось при формировании восстановленного ряда Wrest [1, Fig.2], но на это обращают мало внимания, хотя влияние этих факторов не оценивалось.

Другие авторы, считая эти данные ненадежными, опираются только на достоверный ряд Wtool. При этом «повисают» понятия (структуры) сформированные с опорой хотя бы на часть восстановленных данных. Цикл Гляйсберга [2] – яркий пример тому, т. к. понятие «цикл Гляйсберга» возникло из анализа небольшого объема данных, имеющих различную степень достоверности, и с ключевой ролью циклов V÷VII (минимум Дальтона) из восстановленного ряда. Отмеченный в работе [3] рост периода цикла Гляйсберга с увеличением доли достоверных данных хорошо это иллюстрирует.

В этой работе представлены варианты групповой коррекции средних значений циклов I ÷ IX. Так как при сопоставлении протяженных фрагментов локальные невязки данных играют меньшую роль, то опираясь на интегральные оценки этих фрагментов (без детализации их «сложной» истории формирования) мы получаем более взвешенные интервальные оценки. Параметры интервалов (групп циклов) достоверного ряда служат основой коррекции. Приведенный сценарий связывает согласование параметров восстановленного ряда с коррекцией минимума Дальтона, что должно отразиться в характеристиках цикла Гляйсберга.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-313-316

1. Introduction

The paper considers the Zurich series of monthly averaged sunspot numbers W (W = Wrest U Wtool), which includes the restored Wrest series (from 1749 to 1849) and Wtool, a series of reliable Wolf numbers (regular instrumental observations from 1849 to the present). Many researchers use a series of Wolf numbers (or readings based on it) taking into account the recovered data. When combining fragmentary data with different density of observations, amplitude resolution and scaling, the local characteristics of the recorded process and the consistency of time fragments of different scales (for example, the structure of the cycles and their relationship) are distorted.

All this manifested itself during the formation of the restored Wrest series [1, Fig.2], but little attention is paid to this, although the influence of these factors has not been evaluated.

Other authors, considering these data unreliable, rely only on the reliable Wtool series. At the same time, concepts (structures) "hang" generated based on at least part of the recovered data. The Gleisberg cycle [2] is a vivid example of this, since the concept of the "Gleisberg cycle" arose from the analysis of a small amount of data with varying degrees of reliability, and with the key role of cycles 5÷7 (Dalton minimum) from the reconstructed series. The growth of the Gleisberg cycle period [3] with an increase in the proportion of reliable data illustrates this well.

An earlier paper by the author [4] has provided a detailed analysis of the W series (from 1749 to 2005*)*; a 150-year harmonic specific for the certain part of the series has been distinguished there. Comparison of spectral components and the analysis of their smoothness has demonstrated essential differences in their behaviour for Wrest and Wtool (discordant characteristics of the series). Statistic characteristics of 1÷9 and 10÷23 cycle groups, which correspond to the re-established and certain series, also differ. With that, the rate of distortion grows while receding into the past, and characteristics of a time domain adjacent to 1849, which is the 8÷9 cycles domain, are less distorted.

One may get some overview of the 8 and 9 cycles “quality” by estimating the correlation relationship between the growth twig Tm and the cycle maximum Wm for two variants of sample comparison: (1÷9) & (10÷23) ; (1÷7) & (8÷23). For small samples and without the normal distribution of study values, the Shirahate criterion is deemed to be more effective. In the first instance, with a confidence figure of $\alpha = 0.95$, the correlation between Tm and Wm for both cycle groups is recognised as negative. In the second instance, for 1÷7 cycles, this relationship actually disappears, whereas for 8÷23 cycles it remains but subsides. Hence, 8 and 9 cycles improve the quality of the Wrest series and disimprove it for Wtool one. Additionally, cycles 1, 5 and 7 have abnormally long growth branches – more than half of the cycle. Moreover, the series’ interval estimations have demonstrated the inconsistency of parameters of the Wrest series [5].

In this paper, the variants of the group correction of the average values of cycles 1 ÷ 9 are presented. Since local data inconsistencies play a smaller role when comparing extended fragments, relying on integral estimates of these fragments (without detailing their "complex" formation history), we obtain more weighted interval estimates. The parameters of intervals (groups of cycles) of a reliable series serve as the basis for correction.

2. The series' interval estimations via cycle groups

It is common-sensical to compare groups with the same number of cycles. In this case, nine re-established cycles 1÷9 (the G0 group) can be compared with six other groups: 10÷18, 11÷19, 12÷20, 13÷21, 14÷22, 15÷23 (G1÷G6), each of nine cycles from the certain part of the series. The integrated duration of cycles ΣTc and area of those ΣSq in the group are matching each group; w=ΣSq/ΣTc shall be taken as the estimated mean value of W in the group. For the group of re-established cycles G0, these parameters equal to 1209 ($= \Sigma T_0$, months), 56713.65 ($= \Sigma Sq_0$), 46.91 ($\sim w_0$). The classification of cycles with respect to their duration ("long" cycles with Tc>133 months and "short" ones with Tc<133 months) allowed for parametrisation and approximation of characteristics of certain cycles groups [5]. While projecting the "rules" obtained for G1÷G6 groups onto the G0 one, the discordance between the duration and the "energetics" of the re-established series has been determined, and the necessity for the correction of the time structure of the Wrest series firstly (e.g., the relation between the "long" (N_L) and "short" cycles) has been pointed out. $N_L = 3$ (ΣTc = 1159.0 months, which is the mean value over the G1÷G6 groups) and $N_L = 2$ correspond to more realistic scenario. One shall rely upon the relation of w = ΣSq/ΣTc to the number of "long" cycles in the group N_L (Fig. 1), where the relationship between $\Sigma Tc(N_L)$, $\Sigma Sq(N_L)$ and N_L for groups of 9 certain cycles each were taken from the paper [5]. This relationship shall be used for the correction of mean values of cycles of the G0 group.

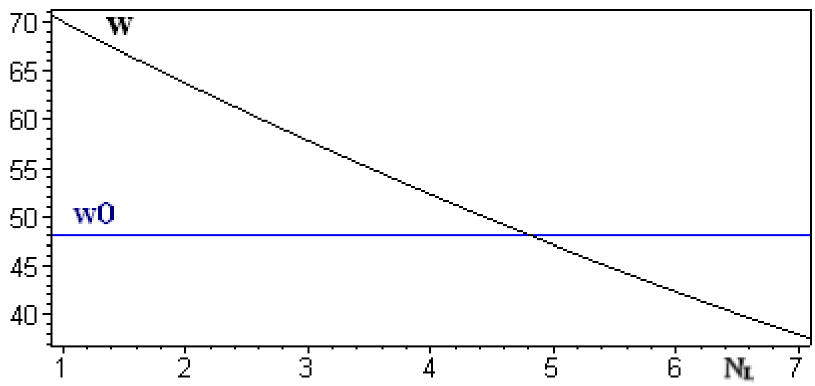


Fig. 1. The relation of the cycle mean value in the group to the number of "long" cycles N_L in the group.

3. Correction of mean values of re-established cycles

As is obvious, the area with $w > w_0$ corresponds to $N_L \leq 4$ values. The manifestation of the increased w value of the re-established cycles group shall be evaluated in parameters of individual cycles. The area of the most of cycles of the G0 group is greater than (or about) the mean value of 6301.52, and it is common-sensical to assign the increment of ($\Sigma Sq - \Sigma Sq_0$) to the Dalton Minimum (which means to associate the increment with the Dalton Minimum correction). The tabulated mean values of cycles of the re-established series are presented in Fig. 2; for illustrative purposes, the average of mean values (~26.48) of cycles 5÷7 is shown with a solid line. By associating the increased "energetics" of all nine cycles with these three problematic cycles, one shall obtain the increment of the (w-w0)×9/3 mean value for each of them. The resulting mean levels for corrected mean values of cycles 5÷7 are marked with dashed lines. The level 59.15 corresponds to the $N_L = 3$ variant, which is the "weighed estimation of the G0 group length" (in fact, it invalidates the Dalton Minimum), and the formation of the maximum at the 77.15 level is possible for the $N_L = 2$ variant.

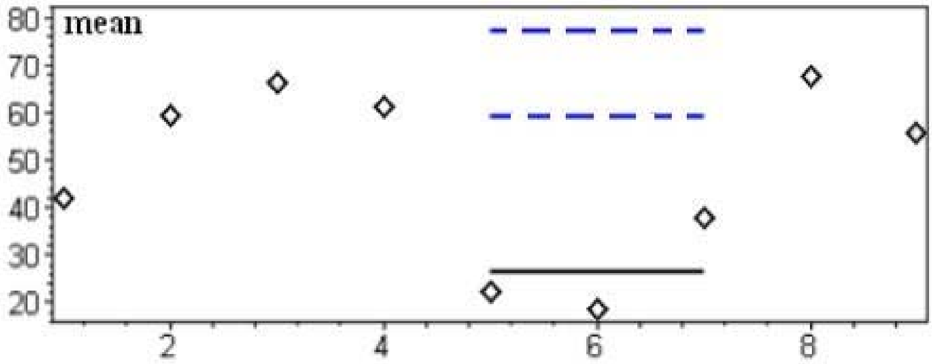


Рис. 2. Average values of cycles 1÷ 9; axis oX – cycle number**.**

4. Conclusions

When comparing extended fragments, the local data residual plays a smaller role and more balanced estimates are obtained. Classification of cycles by duration allows us to describe the relationship between the parameters of reliable cycles and to show the inconsistency of these parameters for the 1–9 cycle group. The given scenario associates the matching of parameters of the re-established series with the correction of the Dalton Minimum, which shall affect the characteristics of the Gleissberg cycle.

In conclusion, we note that a number of authors express a critical attitude to the restored series in the works of the Solar-Terrestrial Communications, Weather and Climate Symposium (1978) [6]. An attempt to balance the temporal characteristics of the W series cycles due to the "lost" cycle was undertaken in [7].

References

1. *Hathaway David H.* The Solar Cycle / https://arxiv.org/pdf/1502.07020.pdf, 2015.
2. *Gleissberg W.* A long-periodic Fluctuation of the Sun-spot Numbers // Observatory, 1939, V. 62, p. 158–159.
3. *Shibaev, A.* Connection between period of low-frequency component Wolf's numbers (WNS) and length of Wolf's numbers series // Aerospace Research in Bulgaria, 2017, V. 29, p. 5–9.
4. *Shibaev I.G.* Estimation of the reconstructed part of the Wolf series and the possibility of its correction // Solar System Research, 2008, V. 42, № 1, p. 63-72.
5. *Shibaev I.* Old and new versions of wolf sunspot numbers: consistency of characteristics for restored and instrumental parts of series / Proceedings of 15th International Scientific Conference "Space, Ecology, Safety" SES'2019. Sofia, Bulgaria, 2019, p. 37 – 41.
6. Solar-Terrestrial Influences on Weather and Climate. Proceeding of a Symposium. The Ohio State University, Columbus, Ohio, 24-28 August 1978. Dordrecht, Holland, 1979, P. 348.
7. *Usoskin I.G., K. Mursula, and G.A. Kovaltsov.* The lost sunspot cycle: Reanalysis of sunspot statistics // A&A, 2003, V. 403, № 2, p. 743–748.

ГЕОЭФФЕКТИВНОСТЬ ПАРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ВОЗМУЩЕНИЙ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Шлык Н.С., Белов А.В., Абунина М.А., Абунин А.А.
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН, г. Москва, г. Троицк, Россия

GEOEFFECTIVENESS OF PAIRED INTERACTING SOLAR WIND DISTURBANCES

Shlyk N.S., Belov A.V., Abunina M.A., Abunin A.A.
Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere, and Radio Wave Propagation Russian Academy of Sciences, IZMIRAN, Moscow, Troitsk, Russia

We conduct an analysis of variations in galactic cosmic rays and changes in various characteristics of the interplanetary medium associated with the influence of interacting solar wind disturbances on the Earth using the database of Forbush effects and interplanetary disturbances. Cases of pair interaction of high-speed streams from coronal holes and interplanetary coronal mass ejections are considered for the period from 1995 to 2020, including the analysis of the parameters of the solar wind, interplanetary magnetic field, cosmic rays variations and geomagnetic activity for three types of interacting solar wind disturbances and comparison with control groups of isolated events. It was found that interacting solar wind disturbances enhance the superposition effect for the second event from the pair (the magnitude of the interplanetary magnetic field and the solar wind speed turns out to be higher than expected), and the first event turns out to be less effective (the second event prevents the first from fully developing).

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-317-320

Введение

Различные солнечные события (корональные выбросы массы, вспышки, высокоскоростные потоки из корональных дыр) оказывают влияние на состояние магнитосферы Земли, а также вызывают изменения потока космических лучей (КЛ), регистрируемых на Земле сетью нейтронных мониторов. Однако часто бывает сложно с уверенностью идентифицировать источник межпланетного возмущения, поскольку по мере распространения от Солнца к Земле потоки из корональных дыр (КД) и корональные выбросы массы (КВМ) могут взаимодействовать между собой. Существует ряд работ, посвященных исследованию различных характеристик подобных взаимодействий возмущений солнечного ветра (СВ). Авторы рассматривали причины и источники комплексных межпланетных возмущений [1–4], изменение некоторых характеристик в результате их взаимного влияния [5–7], проявление в околоземном космическом пространстве отдельно взятых взаимодействующих событий [8–10]. Однако вопрос о геоэффективности событий, вызванных различными комбинациями возмущений СВ всё ещё остается открытым. Ранее не составлялся каталог и не проводился статистический анализ большого количества подобных событий. В этой связи целью настоящей работы является выделение и описание групп парных взаимодействующих возмущений солнечного ветра, а также статистический анализ их различных характеристик за период с 1995 по 2020 гг. на основе базы данных Форбуш-эффектов и межпланетных возмущений (Forbush Effects and Interplanetary Disturbances – FEID [12]), созданной в ИЗМИРАН.

Данные и методы

Используемая база данных FEID содержит в себе параметры КЛ, рассчитанные методом глобальной съемки [11] по данным мировой сети нейтронных мониторов [13] для частиц с жесткостью 10 ГВ. Также нами были использованы параметры СВ и межпланетного магнитного поля (ММП), взятые из базы данных OMNI [14] и прочие сопутствующие сведения: данные по геомагнитной активности [15, 16], список ударных волн [17], КВМ [18], вспышек [19], КД [20].

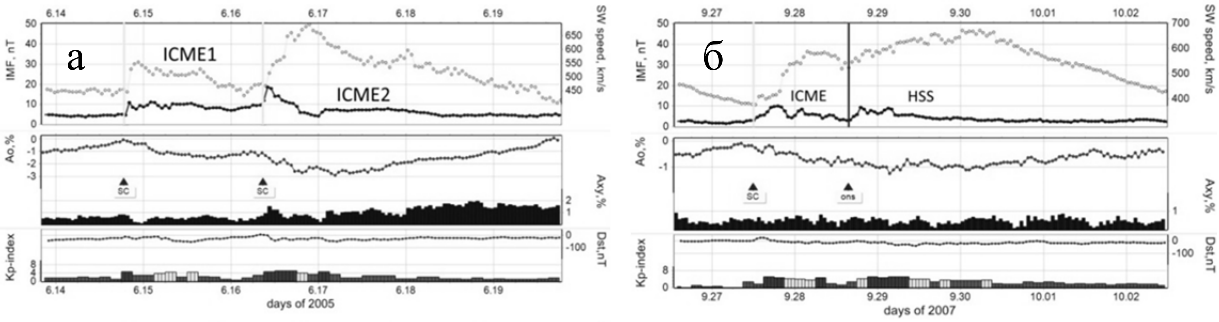
Для исследования было отобрано 5 групп межпланетных возмущений:
1. Пары взаимодействующих КВМ (ICME1+ICME2) – 142 пары.
2. Пары взаимодействующих КВМ и потока из КД (ICME+HSS) – 201 пара.
3. Пары взаимодействующих потоков из КД (HSS1+HSS2) – 55 пар.
4. Изолированные КВМ (ICME) – 232 события.
5. Изолированные потоки из КД (HSS) – 221 событие.

События, разделенные промежутком времени менее 50 ч, признаны взаимодействующими и вошли в первые две группы. Для третьей группы временной промежуток был увеличен до 120 ч из-за длительности возмущения. События в 4 и 5 группе разделены промежутком времени более 50 ч, считаются не оказывающими друг на друга влияния, составляют контрольные группы и используются для сравнения.

Результаты и обсуждение

На рисунке приведены примеры типичных взаимодействующих событий из каждой группы. На верхней панели каждого рисунка указаны поведение скорости СВ (SW) и модуля индукции ММП (IMF), на средней панели – изменение плотности КЛ (A_0) и экваториальной составляющей векторной анизотропии КЛ (Axy), на нижней панели – изменение геомагнитных индексов Dst и Kp. Вертикальная линия – начало события (светло-серая линия (SC) – момент регистрации ударной волны; темно-серая линия (ons) – начало события в случае отсутствия ударной волны, определяемое по резким изменениям основных параметров СВ, ММП или КЛ). Профили поведения различных параметров имеют значительные отличия в каждом случае.

С целью количественного описания для каждой группы событий были рассчитаны средние значения различных параметров СВ, КЛ и геомагнитной активности, в частности: максимальные скорость СВ (*V*max) и индукция ММП (*B*max) и время их регистрации от начала события (*tV*max, *tB*max), величина максимального снижения плотности КЛ (*AF*), время до достижения минимума плотности КЛ (*t*min), максимальная анизотропия КЛ (*Axy*max) и время ее регистрации от начала события (*tAxy*max), максимальные значения геомагнитных индексов *Kp, Ap, Dst*. Полученные данные приведены в таблице.



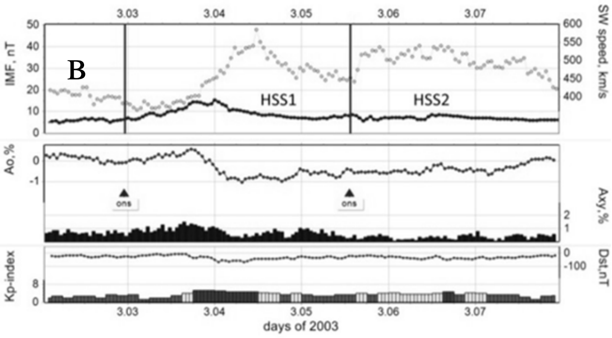


Рисунок. Примеры взаимодействующих событий:
а – группа ICME1+ICME2;
б – группа ICME+HSS;
в – группа HSS1+HSS2.

Таблица.

Параметр	**ICME (+HSS)**	**HSS (+ICME)**	**ICME1**	**ICME2**	**HSS1**	**HSS2**	**ICME**	**HSS**
AF, %	0.9±0.07	1.0±0.04	1.3±0.13	1.9±0.17	0.9±0.06	0.8±0.05	1.7±0.11	0.8±0.02
*t*min, ч	14.8±0.81	19.3±1.2	13.4±0.92	16.4±1.09	12.8±2.48	9.3±2.29	19.3±0.97	23.2±0.78
*Axy*max, %	1.1±0.03	1.1±0.03	1.4±0.05	1.5±0.06	0.95±0.03	0.9±0.04	1.4±0.05	1±0.01
*tAxy*max, ч	11.9±0.92	21.3±1.04	13.8±1.14	17.5±1.23	17.6±2.51	17.5±2.42	17.2±1.0	19.2±0.84
*B*max, нТл	10.5±0.33	11.9±0.24	11.2±0.52	14.5±0.6	11.2±0.5	8.95±0.44	12.1±0.44	10.8±0.19
*tB*max, ч	16.1±0.83	9.1±0.66	13.4±0.96	11.3±1.15	14.6±2.15	8.7±2.02	20.3±1.23	12±0.64
*V*max, км/с	430±6.1	556±7.9	456±8.9	488±9.9	549±16.5	577±18.2	476±8.0	570±5.8
*tV*max, ч	13.3±0.82	28.9±1.23	9.3±0.75	14.9±1.31	28.6±2.34	24.3±2.67	17.3±1.19	30±0.98
*Kp*max	3.4±0.11	4.1±0.10	3.8±0.14	4.2±0.14	3.95±0.16	3.8±0.19	4±0.10	3.9±0.07
*Ap*max	26.5±2.14	35.8±1.86	35.3±3.37	45.5±4.19	30.3±2.87	29.4±3.35	39.1±3.02	30.8±1.16
*Dst*min, нТл	–27.6±2.0	–37.9±1.7	–39.3±3.3	–51.8±3.7	–30.1±2.5	–28±2.7	–42.9±2.9	–28.5±1.0

Выводы

Проведенный анализ и сравнение позволяют заключить следующее:

- Геоэффективность КВМ больше, чем высокоскоростных потоков из КД, что подтверждает результаты предыдущих исследований. При этом усредненные максимальные значения модуля индукции ММП, геомагнитных индексов и вариаций плотности КЛ, наблюдаются для второго события из взаимодействующей пары ICME1+ICME2.

- Геомагнитная эффективность и степень модуляции космических лучей для потоков из КД, следующих за КВМ (группа ICME+HSS), также увеличивается. Таким образом, можно утверждать, что наличие взаимодействия «обогащает» второе событие за счет ресурсов первого в любой взаимодействующей паре.
- Исключением являются следующие друг за другом потоки из КД (группа HSS1+HSS2), для которых подобного влияния не обнаружено. Геоэффективность высокоскоростных потоков из КД, следующих друг за другом, практически не отличается от контрольной группы HSS.
- Также установлено, что во взаимодействующих событиях с участием КВМ средние времена наступления минимума плотности КЛ, а также времена регистрации максимума скорости СВ и модуля индукции ММП значительно меньше, чем для изолированных событий, т.е. вторые события из пары не дают полностью развиться первым, «обрезают» их. Но и вторые события во всех взаимодействующих парах также имеют временной сдвиг в сторону ускорения развития события.

Все вышеперечисленные выводы могут быть полезны для прогнозирования изменения состояния космической погоды и/или моделирования поведения космических лучей.

Финансирование

М.А. Абунина, А.А. Абунин, А.В. Белов, Н.С. Шлык поддержаны Грантом РНФ № 20-72-10023.

Литература

1. *Иванов К.Г.* // ГиА. 1995. Т. 35. № 3. С. 24−31.
2. *Behannon K.W. et al.* // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. P. 21213–21225.
3. *Burlaga L. F. et al.* // J. Geophys. Res. 2002. V. 107. N A10. P. SSH 1-1-SSH 1-12.
4. *Lugaz N., Temmer M., Wang Y., Farrugia C.J.* // Solar Phys. 2017.V. 292. N 64.
5. *Gopalswamy N. et al.* // J. Geophys. Res. V.114. P.A00–A22. 2009.
6. *Farrugia C. J., Berdichevsky D. B.* // Ann. Geophys. 2004. V. 22. N 10. P. 3679–3698.
7. *Zhang J. et al.* // J. Geophys. Res. 2007. V. 112. N A10102.
8. *Temmer M. et al.* // Astrophys. J. 2012.V.749. N 1. P. 57.
9. *Liu Y.D. et al.* // Astrophys. J. Lett. 2014. V. 793. N L41.
10. *Srivastava N., Mishra W., Chakrabarty D.* // Solar Phys. 2018. V. 293. N 5.
11. *Belov A. et al.* // Solar Phys. 2018. V. 293. P.68-91.
12. http://spaceweather.izmiran.ru/rus/dbs.html
13. http://www01.nmdb.eu/
14. http://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html
15. ftp://ftp.gfz-potsdam.de/pub/home/obs/kp-ap/wdc/
16. http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dstdir/index.html
17. http://isgi.unistra.fr/data download.php
18. https://cdaw.gsfc.nasa.gov/CME list/
19. ftp://ftp.swpc.noaa.gov/pub/indices/events/
20. http://www.solen.info/solar/coronal_holes.html

ОТОЖДЕСТВЛЕНИЕ КРАСНЫХ КАРЛИКОВ С РЕНТГЕНОВСКИМИ ИСТОЧНИКАМИ В ОБЛАСТИ «ПЕРВОГО СВЕТА» ТЕЛЕСКОПА eROSITA

Шляпников А.А.
Крымская астрофизическая обсерватория РАН, Научный, Россия

IDENTIFICATION OF RED DWARFS WITH X-RAY SOURCES IN THE "FIRST LIGHT" FIELD OF THE eROSITA TELESCOPE

Shlyapnikov A.A.
Crimean Astrophysical Observatory Russian Academy of Sciences, Nauchny, Russia

An experiment on the possible identification of red dwarfs in the "first light" region of the eROSITA telescope is presented. As a result of processing, 2485 objects of the X-ray range were selected. Of these, 67 stars - red dwarfs meet the criteria for temperature, radius and luminosity. X-rays radiation has been previously detected in only three objects. Links to the list of identified objects and search maps are provided.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-321-324

Введение

Обнаружение рентгеновского потока от звёзд карликов нижней части Главной последовательности является признаком существования у этих объектов коронального излучения. Пребывая в спокойном состоянии и во время вспышек, температуры в коронах достигают миллионы градусов. Учитывая открытие значительного числа экзопланет вблизи красных карликов, изучение их рентгеновского излучения представляет особый интерес в связи с возможностью существования жизни на внесолнечных планетах.

Детектирование рентгеновского излучения у рассматриваемых объектов ранее было затруднено невысокой чувствительностью регистрирующего оборудования орбитальных обсерваторий, а их идентификация – значительными ошибками в определении координат. После запуска обсерватории Спектр-Рентген-Гамма (СРГ) [1] появилась возможность более глубокого обзора рентгеновских источников на значительных участках неба и, соответственно, идентификации среди этих объектов красных карликов.

В данной работе описан эксперимент по возможной идентификации красных карликов в области первого света телескопа eROSITA (**e**xtended **RO**entgen **S**urvey with an **I**maging **T**elescope **A**rray) [2]. В результате обработки полученного изображения «первого света», представленного широкому кругу астрономической общественности, было выделено 2485 объектов рентгеновского диапазона. Из них 67 звёзд удовлетворяют критериям по температуре, радиусу и светимости, т.е. расположены в нижней части

Главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга-Рассела. Только у трёх объектов ранее было обнаружено рентгеновское излучение.

Исходные данные

Выполнение данной работы стало тестом на возможность независимой обработки широкоугольных рентгеновских изображений неба, получаемых при реализации проекта eROSITA. Обсерватория СРГ была запущена в июле 2019 года, а уже в декабре «первый свет» наблюдений на телескопе eROSITA в составе бортового оборудования СРГ предоставлен широкой общественности [3]. На рисунке 1 показано рабочее изображение, полученное путём комбинирования из трех рентгеновских диапазонов «цветного» изображение области взаимодействующих скоплений галактик ACO 3391 и ACO 3395.

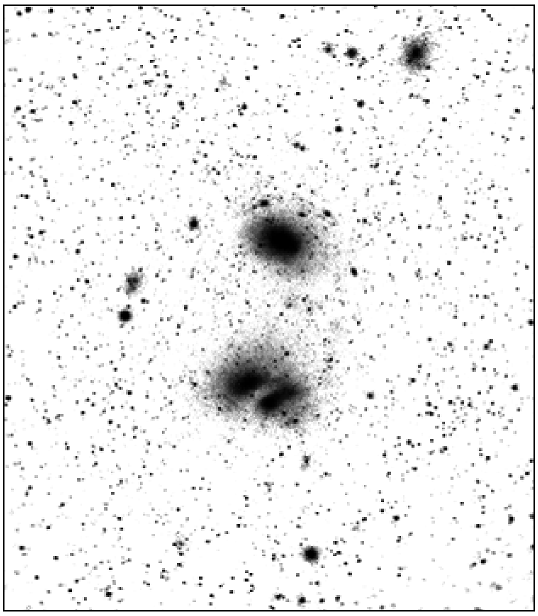


Рис. 1. Рабочее изображение области «первого света» eROSITA.

Астрометрическая калибровка изображения и извлечение объектов

Для астрометрической калибровки рабочего изображения из базы данных SIMBAD [4] была выполнена выборка рентгеновских источников, попадающих в изучаемую область (квадратные маркеры на рис. 2). Учитывая, что среди найденных объектов многие имели «неточечную» морфологию, являясь галактиками, для повышения точности астрометрической калибровки отбирались лишь те, которые имели фотометрический профиль изображения наиболее близкий к звёздному, либо являлись звёздами.

После выполнения астрометрической редукции изображение было обработано с помощью программы Sextractor [5]. 2485 объектов рентгеновского диапазона было выделено (маркеры – окружности на рис. 3). Обратим внимание на «зоны избегания» обусловленные значительным фоном от скопления галактик ACO 3391 и ACO 3395, в которых для выделения объектов необходима специальная обработка, что не планировалось при проведении данной работы.

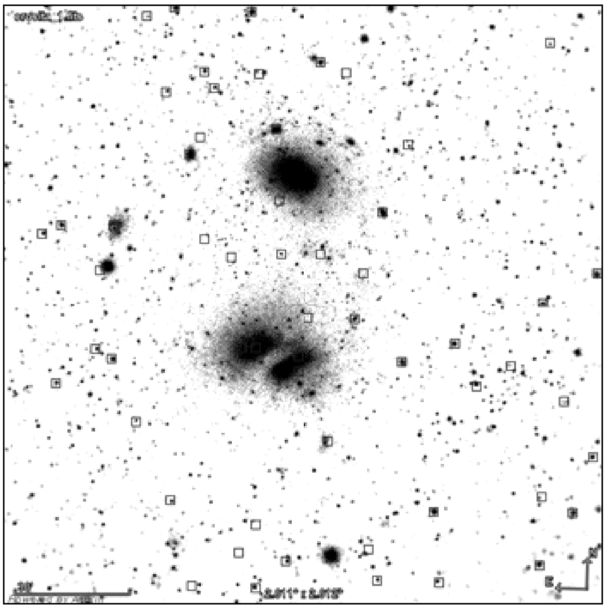


Рис. 2.

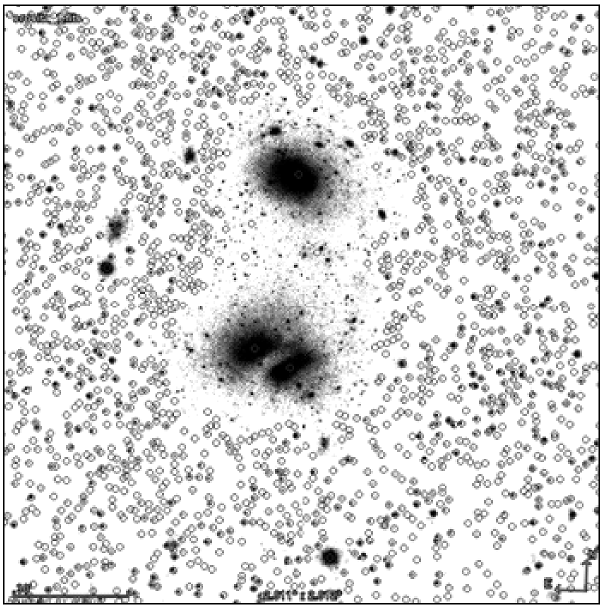


Рис. 3.

Отождествление объектов

Учитывая, что размер пикселя в рабочем изображении составляет ~ 15", поиск кандидатов на отождествление выделенных рентгеновских источников с оптическими объектами производился в области менее 40" для избегания краевых эффектов обработки. После перекрёстной идентификации выделенных рентгеновских источников с каталогом GAIA DR2 список совпадений составил 2868 объектов. Очевидно, что при размере поиска объектов GAIA DR2 в областях радиусом < 20", имеют место неединичные совпадения. В данном случае в области рентгеновского излучения попадало до 6 объектов GAIA DR2. С целью получения однозначного соответствия между рентгеновскими источниками и красными карликами, области с неединичными совпадениями были исключены из дальнейшего рассмотрения. После их исключения в списке осталось 899 объектов, 67 из которых удовлетворяют критериям по температуре, радиусу и светимости, т.е. расположены в нижней части Главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга-Рассела.

Поиск объектов из списка по базе данных SIMBAD в радиусе 20" дал три совпадения. В 5 угловых секундах от объекта с координатами R.A. = 94º.66799 и Decl. = -52º.76853 находится галактика LEDA 438949. Однако звезда, представленная в списке на идентификацию, имеет параллакс 2.5014 mas, и собственные движения по прямому восхождению и склонению соответственно: - 16.362 mas/yr и 5.604 mas/yr, т.е. не может быть галактикой, хотя по фотометрическим параметрам объекты могут быть близки.

Обнаруженный в процессе обработки наблюдений обсерватории eROSITA объект с координатами R.A. = 96º.40647 и Decl. = -53º.20178 находится в 12" от положения рентгеновского источника 1RXS J062538.9-531207 (рис. 4.). Звезда – кандидат на отождествление с рентгеновским источником eROSITA отмечена цифрой 1. Малая окружность соответствует ошибке в определении координат 1RXS J062538.9-531207 (10"). Большая окружность – утроенный радиус. Окружностью отмечено положение источника eROSITA. Как видно по рисунку положения 1RXS и eROSITA перекрываются, а звезда из списка (отмечена цифрой 1) попадает в область eROSITA и при утроенном радиусе ошибок в область 1RXS. Возможно, источником рентгеновского излучения является неизвестный диффузный объект (галактика ?) над звездой.

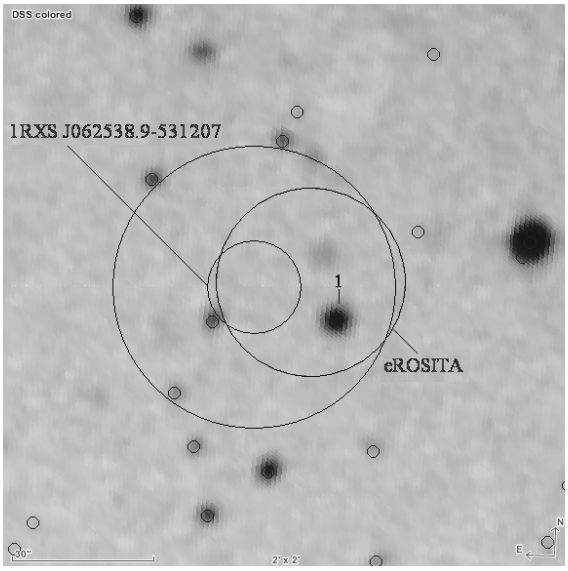


Рис. 4.

Третий объект из базы данных SIMBAD – звезда CD-55 1454, находящаяся на самом краю поля области eROSITA с координатами R.A. = 96º.50304 и Decl. = -55º.10263. Рассмотрение её в качестве кандидата на отождествление с источником eROSITA требует дополнительных исследований.

Список отождествлённых объектов и поисковые карты размещены по адресу: http://craocrimea.ru/~aas/CATALOGUEs/CSAST/CSAST_X-ray.html

Автор признателен всем, кто обеспечивает работу Центра астрономических данных в Страсбурге и выражает благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований за частичную поддержку проведённых исследований за счёт грантов № 19-02-00191 и № 19-29-11027 и выражает искреннюю благодарность М.М. Кацовой за обсуждение данной работы и высказанные полезные замечания.

Литература

1. *Sunyaev R., Arefiev V., Babyshkin V. et al.* The SRG X-ray orbital observatory, its telescopes and first scientific results // 2021, arXiv e-prints, arXiv:2104.13267.
2. *Predehl P., Andritschke R., Arefiev V. et al.* The eROSITA X-ray telescope on SRG // Astron. Astrophys., 2021, 647A...1P.
3. *Reiprich T., Ramos-Ceja M., Pacaud F. et al.* X-ray scout sees first light // https://www.mpg.de/14056201/first-light-erosita
4. *Wenger M., Ochsenbein F., Egret D. et al.* // Astron. Astrophys. Suppl. Ser., 2000, 143, 9.
5. *Bertin E. Arnouts S.* SExtractor: Source Extractor // Astrophysics Source Code Library, record ascl:1010.064. https://ui.adsabs.harvard.edu/#abs/2010ascl.soft10064B/abstract

ПОТОКИ ВЕЩЕСТВА В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В БЕЛОМ СВЕТЕ

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

MATTER FLOWS IN THE SOLAR CORONA ACCORDING TO OBSERVATIONS IN WHITE LIGHT

Yakunina G.V.
Sternberg State Astronomical Institute, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

An overview of the velocities of coronal matter in the picture plane using the results of LASCO SOHO observations is presented. General characteristics of moving coronal formations and their velocities are systematized. On the distances (2–6) R_Θ, events were detected with the movement of corona plasma both to the Sun and from its surface at speeds from tens to hundreds of km/s. The possible physical nature of the events is discussed.

DOI: 10.31725/0552-5829-2021-325-328

Для исследования движения вещества в верхних слоях короны используются наблюдения на коронографах LASCO SOHO в белом свете (томпсоновское рассеяние света фотосферы на электронах короны).

Коронографы LASCO предоставили новую информацию о движениях корональной плазмы в верхних слоях короны на расстояниях от 2 до 30 R_Θ. Наблюдались движения со скоростями, направленными как к Солнцу, так и от него: сгустки плазмы движутся по узким траекториям, а некоторые занимают широкий диапазон по позиционным углам. Различные события, по-видимому, вызваны различными физическими механизмами. Большая часть вещества удаляется от Солнца. Однако было выявлено множество случаев, когда некоторые сгустки возвращались обратно к Солнцу. Они обычно формируются на расстояниях 3–5 R_Θ, [1]. Наблюдаемые события различаются по форме, поведению, скоростям и направлению движения.

Также наблюдались двунаправленные события. Средняя высота начала таких событий составляла около 3,7 R_Θ. Вытекающая материя обычно движется с большей скоростью, чем нисходящая, рис. 1.

Все события 06.11.1999 г. [2] имели скорость вытекания выше, чем скорость спуска. Разница в скоростях подъема/спуска составляла ~112 км/с. Для 40 рассмотренных событий рождение таких пар происходило на расстояниях от 3,1 до 4,2 R_Θ. Типичная скорость солнечного ветра (СВ) в месте начала события составляет около 60 км/с.

Основным результатом работы [2] является отождествление двунаправленных потоков массы в короне, перемещающихся внутрь и наружу по одному и тому же радиус-вектору. События интерпретируются как взрывное высвобождение энергии в исходящем СВ в областях, где происходит магнитное пересоединение. Если эта интерпретация верна, то эти события представляют собой первое прямое наблюдение магнитного пересоединения в короне.

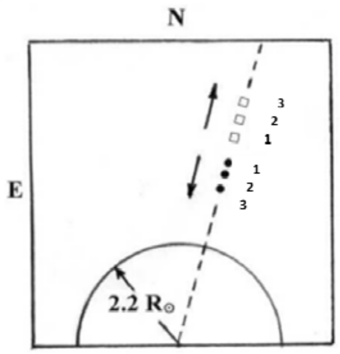


Рис. 1. Схема расположения плазменных сгустков 06.11.1999 г. для трех временных моментов 15:02:51 UT, 15:26:54 UT и 15:55:42 UT (по данным работы [2]). Корональные сгустки плазмы обозначены стрелками.

Рис. 2. Схематическое изображение строения стримера. Стримеры представляют собой основные крупномасштабные структуры солнечной короны, состоящие из серии закрытых петель, покрытых снаружи оболочкой открытых магнитных линий, и имеют шлемовидную форму.

Различные типы притока и оттока в верхней короне (как скорости, так и ускорения) различаются как по своим значениям, так и по физической природе. Некоторые типы движений можно объяснить процессом магнитного пересоединения, а некоторые типы движений – совместным действием сил гравитации, магнитного поля и взаимодействием с фоновой движущейся материей.

Наблюдения солнечной короны из космоса выявили множество неожиданных мелкомасштабных явлений, включая сгустки плазмы (“blobs”), которые постоянно выбрасываются из каспов стримеров. Сгустки плазмы (“blobs”) можно интерпретировать как различные проявления пересоединения линий магнитного поля, при котором происходит обмен плазмой и магнитным потоком между областями открытых и закрытых магнитных полей короны. Такие наблюдения дают новое понимание ряда важных вопросов, включая происхождение стримеров во внешней короне и источников медленного СВ.

Стримеры возникают вдоль линии раздела магнитных полей разной полярности и могут располагаться в активных областях, спокойном Солнце или вдоль канала волокна. Во время солнечного минимума, когда общее магнитное поле на поверхности источника (2.4 $R_\odot$) хорошо описывается полем диполя, система стримеров располагается вблизи солнечного экватора, окаймляя Солнце и образуя так называемый пояс стримеров. Форма этой поверхности достаточно плоская. Во время максимума магнитная структура короны сложная, стримеры видны повсюду вокруг солнечного диска.

Скорость расширения внешней короны можно проследить по стримерным сгусткам (“blobs”). Эти облака плазмы вытянутой формы длиной до 1 R_Θ и в поперечных сечениях ~0,1 R_Θ из-за своей повышенной плотности могут наблюдаться на фоне окружающей короны Солнца и служить трассерами СВ на близких к Солнцу расстояниях. По мере удаления от Солнца размеры “blobs” увеличиваются, достигая 4 R_Θ на расстояниях ~12 R_Θ. При этом в результате истечения вещества не происходит разрушения стримера или его каспа. Ряд моделей распределения электронной плотности был разработан на основе наблюдений с высоким разрешением общей яркости короны белого света с коронографов LASCO.

В работе [3] проведен анализ 11 событий с 1996 по 2009 г. Обнаружено, что ‘blobs” имели скорости от 203 до 845 км/с. Большинство ‘blobs” (58%) ускорялись, а 20% либо замедлялись, либо двигалось с почти постоянной скоростью (22%).

В работе [4] впервые исследована трехмерная структура коронального стримера, наблюдавшегося одновременно двумя коронографами: LASCO SOHO и *STEREO*/COR2. Структура стримера, наблюдаемого двумя космическими аппаратами, находящимися на расстоянии 90º, позволяет исследовать ситуацию для 3D-реконструкций. Используя наблюдения из нескольких точек обзора, можно реконструировать 3D-конфигурацию корональных стримеров. На рис. 16 в работе [4] приведены смоделированные виды стримера по сравнению с наблюдаемыми. Вид со *STEREO*/COR2 показывает узкий стебель стримера на широте –39°, стример виден с ребра. На изображениях LASCO стример имеет веерообразную структуру с радиально расширенными областями большей и меньшей яркости. Плотность вдоль азимутального направления неравномерна. Такая модель может уточнить детали в модели плотности короны и уточнить роль тонкой структуры стримеров в короне и связь с формированием медленного солнечного ветра.

Наблюдения в белом свете на коронографах LASCO SOHO показали, что стримеры представляют собой гораздо более динамичные образования, чем это представлялось раньше.

В 2018 г. был запущен космический зонд *Parker Solar Probe (PSP),* в 2020 г. *Solar Orbiter (SolO*). Задачей этих зондов является исследование внутренней гелиосферы, чтобы разобраться в нагреве солнечной короны и происхождении солнечного ветра.

Один из ранних результатов *PSP* – обнаружение быстрых изменений в радиальной ориентации магнитного поля (“switchbacks”). Наблюдались быстрые изменения с интервалами от секунд до десятков минут, возможно, часов. При этом отклонения поля иногда достигают полного обращения по отношению к спирали Паркера. Такие обратные поля сопровождаются быстрым увеличением радиальной скорости ветра, и по этой причине их часто называют скачками скорости (“velocity spikes”). Вероятно, “switch-backs”, играют решающую роль в нагреве солнечной короны. Такие “переключения” направления магнитного поля увеличивают скорость СВ, [5, 6]. Их происхождение остается неясным. Зонд Parker дает беспрецедентную возможность для исследований источников медленного солнечного ветра.

Новый результат аппарата SolO – медленный СВ течет в корональном плазменном слое, являющегося продолжением экваториального стримера, с почти постоянной скоростью [7]. Самый медленный ветер (160 км/с) ограничен узким слоем повышенной плотности плазмы шириной 20°, распространяющимся на расстояние до 6 $R_{\odot}$ в солнечную корону. Плазма СВ должна подвергнуться дальнейшим значительным процессам ускорения за пределами 6 $R_{\odot}$, чтобы достичь своего межпланетного значения 300 км/с.

Следующее десятилетие исследований с помощью аппаратов PSP и SolO обещает быть богатым на новые открытия в области потоков стримеров и источников медленного солнечного ветра.

Литература

1. *Sheeley N. R. Jr., Wang, Y.-M.* // Astrophys. J., 2002, **579**, 874.
2. *Simnett G. M.* // A&A, 2004, **416**, 759.
3. *Song H.Q. et al.* // Solar Physics, 2012, **276**, 261.
4. *Decraemer B., Zhukov A., and Doorsselaere T.* // AphJ, 2019, 883:152.
5. *Sterling A., Moore R.* // ApJ, 2020, 896L, 18.
6. *Rouillard A. P. et al*. // ApJS, 2020, **246** 37.
7. *Romoli M., Antonucci E. et al.* // 2021arXiv210613344R.

СПИСОК АВТОРОВ

СОДЕРЖАНИЕ